Brest

série : B
n° d'ordre : 17
n° de série : 15
n° d'enregistrement au
C.N.R.S. : AO 8023

THESE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

U.E.R. "MATIÈRE et MER"

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Amédée POCHAT

DÉTERMINATION DE SECTIONS EFFICACES DIFFÉRENTIELLES D'EXCITATION D'ATOMES ET DE MOLÉCULES PAR IMPACTS D'ÉLECTRONS ET MESURE ABSOLUE DE DURÉES DE VIE D'ÉTATS EXCITÉS, PAR UNE MÉTHODE DE COÏNCIDENCES ÉLECTRON - PHOTON

Soutenue le 28 septembre 1973 devant la commission d'examen

MM. J. PERESSE Président

S. LEACH
R. GENIN
M. BARAT } Examinateurs

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545812_0012

série : B
n° d'ordre : 17
n° de série : 15
n° d'enregistrement au
C.N.R.S. : AO 8023

THESE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

U.E.R. "MATIÈRE et MER"

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Amédée POCHAT

DÉTERMINATION DE SECTIONS EFFICACES DIFFÉRENTIELLES D'EXCITATION D'ATOMES ET DE MOLÉCULES PAR IMPACTS D'ÉLECTRONS ET MESURE ABSOLUE DE DURÉES DE VIE D'ÉTATS EXCITÉS, PAR UNE MÉTHODE DE COÏNCIDENCES ÉLECTRON - PHOTON

Soutenue le 28 septembre 1973 devant la commission d'examen

MM. J. PERESSE — Président

S. LEACH
R. GENIN
M. BARAT — Examinateurs

S O M M A I R E

	Pages
INTRODUCTION	1
I - GENERALITES	3
1.1 - Sections efficaces de collisions inélastiques	3
1.1.1 - Les méthodes d'étude des sections efficaces	3
1.1.1.1 - Mesure de la section efficace totale	3
1.1.1.2 - Etude du spectre de pertes d'énergies	4
1.1.2 - Forces d'oscillateurs généralisées	5
1.2 - Durées de vie d'états excités	7
1.2.1 - Définitions	7
1.2.2 - Les méthodes de mesure de durées de vie	9
1.2.2.1 - Méthode de mesures directes des forces d'oscillateurs	9
1.2.2.2 - Excitation par électrons pulsés	10
1.2.2.3 - Excitation par électrons modulés	10
1.2.2.4 - "Beam-foil spectroscopy"	10
1.2.2.5 - Effet Hanle, croisements de niveaux, double résonance	11
1.2.2.6 - Méthode de corrélation de photons émis en cascade	11
1.2.3 - Etude des facteurs qui modifient la durée de vie	11
1.2.3.1 - Collisions inélastiques	12
1.2.3.2 - Auto-absorption	12
1.2.3.3 - Processus de cascades	14
1.3 - La méthode de coïncidences électron-photon	14
1.3.1 - Principe	14
1.3.2 - Théorie du comptage en coïncidences	16
1.3.2.1 - Rapport coïncidences réelles sur coïncidences accidentelles	17
1.3.2.2 - Rapport signal sur bruit	18
II - MONTAGE EXPERIMENTAL	21
2.1 - Description de l'appareil	21

2.1.1 - Le sélecteur. L'analyse en énergie 21
2.1.1.1 - La source d'électrons lents 21
2.1.1.2 - La lentille 24
2.1.1.3 - L'analyse en énergie 24
2.1.1.4 - Réalisation mécanique 28
2.1.1.5 - Montage électrique 28
2.1.2 - Dispositifs annexes 30
2.1.3 - Le jet moléculaire 30
2.1.4 - Temps de résolution 31
2.1.5 - Le système à vide 32
2.1.6 - La détection des photons 34
2.1.6.1 - Le miroir 34
2.1.6.2 - Le guide 35
2.1.6.3 - Polarisation 35
2.1.6.4 - Les filtres interférentiels 35
2.1.7 - La chaîne électronique 37
2.1.7.1 - Les détecteurs 37
2.1.7.1.1 - Le multiplicateur d'électrons
2.1.7.1.2 - Le photomultiplicateur
2.1.7.2 - Les préamplificateurs 39
2.1.7.3 - Les discriminateurs 39
2.1.7.4 - Les circuits de mesure 39
2.1.7.4.1 - Le convertisseur temps-amplitude
2.1.7.4.2 - L'analyseur d'amplitude
2.1.8 - Vue générale du montage 40

2.2 - Techniques expérimentales 43
2.2.1 - "Voie" électrons 43
2.2.1.1 - Influence de la pression 44
2.2.1.2 - Correction angulaire 44
2.2.1.3 - Correction énergétique 47
2.2.1.4 - Transmission du dispositif d'analyse 48
2.2.1.5 - Etalonnage 49
2.2.2 - "Voie" photons 50
2.2.2.1 - Processus secondaires 50
2.2.2.2 - Courbes de sections efficaces totales 52
2.2.3 - "Voie" coïncidences 56
2.2.3.1 - Calibration en temps 56
2.2.3.2 - Défauts de linéarité 58

2.2.3.3 - Courbe de résolution 59
2.2.3.3.1 - Technique expérimentale
2.2.3.3.2 - Résultat
2.2.3.3.3 - Influence de différents paramètres
2.2.3.4 - Détermination expérimentale des efficacités de détection 63
2.2.3.5 - Etalonnage 65
2.2.4 - Techniques de mesures 65
2.2.4.1 - Section efficace différentielle 65
2.2.4.2 - Durée de vie 66

III - MESURES DE SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ABSOLUES 69

3.1 - Oxygène 70
3.1.1 - Spectres de pertes d'énergies 70
3.1.2 - Sections efficaces différentielles 76
3.1.3 - Forces d'oscillateurs généralisées 82

3.2 - Oxyde de Carbone 82
3.2.1 - Spectres de pertes d'énergies 84
3.2.2 - Sections efficaces différentielles 86
3.2.3 - Mesures relatives d'intensité 90
3.2.4 - Forces d'oscillateurs généralisées 96

3.3 - Hélium 99
3.3.1 - Transition $1^1S \rightarrow 3^1P$ 99
3.3.2 - Transitions $1^1S \rightarrow 4^1S$ et $1^1S \rightarrow 5^1S$ 104
3.3.2.1 - Sections efficaces différentielles 104
3.3.2.2 - Forces d'oscillateurs généralisées 107
3.3.3 - Transition $1^1S \rightarrow 4^3S$ 112
3.3.4 - Transitions $1^1S \rightarrow 4^1D$ et $1^1S \rightarrow 5^1D$ 116
3.2.4.1 - Sections efficaces différentielles 116
3.3.4.2 - Forces d'oscillateurs généralisées 122

IV - MESURES ABSOLUES DE DUREES DE VIE 124

4.1 - Hélium 124
4.1.1 - Niveaux nD 125

4.1.1.1 - Niveau 3^1D 125
4.1.1.2 - Niveau 4^1D 125
4.1.1.3 - Niveau 5^1D 128
4.1.1.4 - Niveau 3^3D 128
4.1.1.5 - Discussion 128
4.1.2 - Niveaux nS 132
4.1.2.1 - Niveau 3^1S 132
4.1.2.2 - Niveau 4^1S 134
4.1.2.3 - Niveau 5^1S 137
4.1.2.4 - Niveau 4^3S 140
4.1.2.5 - Niveau 5^3S 140
4.1.2.6 - Discussion 142

4.2 - Néon 144
4.2.1 - Niveau $3p'(1/2)_0$ 144
4.2.2 - Niveaux $3p'(3/2)_2$ et $3p(1/2)_1$ 146
4.2.3 - Discussion 146

4.3 - Azote moléculaire 149
Niveaux $C^3\Pi_u$: v' = 0,1,2 et 3

4.4 - Oxyde de Carbone 155
Niveaux $B^1\Sigma^+$: v' = 0 et 1

4.5 - Etude de processus secondaires 158
4.5.1 - Niveau 3^1P 158
4.5.2 - Niveau 4^1P 160

CONCLUSION 165

BIBLIOGRAPHIE 167

INTRODUCTION

La diffusion inélastique des électrons par les atomes et les molécules a fait l'objet de nombreuses études expérimentales. A partir de mesures effectuées en utilisant la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés, on peut déterminer les sections efficaces différentielles d'excitation des gaz pour une énergie des électrons incidents en fonction de l'angle de diffusion.

Ces mesures ne sont possibles que dans la mesure où le pouvoir de résolution de l'analyse en énergie est suffisant pour séparer les différents niveaux excités. Les sélecteurs électrostatiques utilisés pour obtenir le faisceau d'électrons incidents ne permettent pas d'obtenir des résolutions en énergies inférieures à 30 milli-électron-volt ; l'intensité du faisceau est alors insuffisante pour pouvoir effectuer des mesures précises. En pratique, cette double limitation en résolution et en intensité fait que seules quelques transitions d'un gaz peuvent être étudiées.

Le but de ce travail était de tenter d'effectuer des mesures de sections efficaces différentielles d'excitation. Pour cela, nous avons mis au point un dispositif utilisant, pour les niveaux résolus, la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés et, pour les autres niveaux radiatifs, une nouvelle technique basée sur la détection en coïncidence de l'électron diffusé et du photon émis par l'atome (ou la molécule) au cours de sa désexcitation. Ce dispositif nous permet de déterminer les sections efficaces pour une énergie donnée des électrons incidents (50 - 200 eV) en fonction de l'angle de diffusion (5-20°).

Outre la mesure de sections efficaces différentielles decollisions, la méthode des coïncidences électron-photon permet de déterminer des valeurs absolues de durées de vie de niveaux excités d'atomes ou de molécules en supprimant complètement certaines causes d'erreurs. Par

ailleurs, l'étude de la variation de la durée de vie en fonction de la pression dans la cible permet la mise en évidence de processus secondaires tels que l'auto-absorption de raies de résonance et la désexcitation par collisions.

Les caractéristiques des principales techniques expérimentales mises en oeuvre pour la mesure des sections efficaces de collisions inélastiques et des durées de vie de niveaux excités sont brièvement rappelés au premier chapitre.

Le deuxième chapitre est consacré à la description du montage expérimental ; il est essentiellement constitué d'un sélecteur électrostatique fournissant des électrons d'énergie bien déterminée qui, après traversée d'un jet moléculaire,sont analysés en angles et en énergies. Les photons sont en général sélectionnés à l'aide d'un filtre interférentiel. Les coïncidences sont obtenues à l'aide d'un dispositif de conversion temps-amplitude avant d'être analysées et stockées dans un analyseur d'amplitude multicanal.

Les valeurs absolues de sections efficaces différentielles obtenues par la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés (mesures dans l'oxygène et dans l'oxyde de carbone) et par la méthode des coïncidences électron-photon (mesures dans l'hélium) sont données au troisième chapitre.

Les résultats expérimentaux de durées de vie atomiques (mesures dans l'hélium et le néon) et moléculaires (mesures dans l'azote et l'oxyde de carbone) sont présentés au quatrième chapitre et comparés aux travaux des autres expérimentateurs. Le problème de la détermination expérimentale de sections efficaces de transfert collisionnel est par ailleurs abordé.

CHAPITRE I

GENERALITES

1.1. SECTIONS EFFICACES DE COLLISIONS INELASTIQUES

1.1.1. LES METHODES D'ETUDE DES SECTIONS EFFICACES

Les méthodes expérimentales utilisées lors de l'étude des collisions inélastiques entre les électrons et les atomes (ou les molécules) sont :

- la mesure de la section efficace totale
- l'étude du spectre de pertes d'énergies des électrons diffusés.

1.1.1.1. Mesure de la section efficace totale

L'expérience consiste à faire passer un faisceau d'électrons d'énergie bien définie dans une cible gazeuse et à mesurer l'intensité de la lumière émise lors de la désexcitation des atomes (ou des molécules).

A partir de la mesure de l'intensité I_{nm} de la lumière émise selon la transition $n \rightarrow m$, dans un angle solide $d\Omega$, on peut déduire la section efficace σ_{nm} de désexcitation :

$$\sigma_{nm} = \frac{4\pi}{(l\, d\Omega)} \quad \frac{I_{nm}}{n\,(i/e)} \quad P(\theta) \qquad (1)$$

où n est le nombre d'atomes (ou de molécules) par unité de volume,

i est le courant électronique incident,

e est la charge de l'électron,

l est la "longueur de la région de collisions" vue par le détecteur,

$P(\theta)$ est le facteur correctif tenant compte de la polarisation de la raie émise, θ étant l'angle d'observation de la lumière par rapport au faisceau incident; $P(\theta)$ est donné par l'expression (1) :

$$P(\theta) = (1 - P/3)/(1 - P \cos^2 \theta) \qquad (2)$$

où P est le taux de polarisation.

La section efficace totale σ_n d'excitation sur le niveau n peut s'écrire, à énergie incidente donnée :

$$\sigma_n = \frac{1}{\tau_n A_{nm}} \sigma_{nm} - \sum_{k>n} \sigma_{kn} \qquad (3)$$

où : τ_n est la durée de vie moyenne du niveau n ,

A_{nm} est la probabilité de transition par émission spontanée (de n vers m),

$\sum_{k>n} \sigma_{kn}$ représente les cascades au niveau n à partir de niveaux k supérieurs.

En principe, les mesures de sections efficaces totales peuvent être effectuées de manière précise. Mais pour obtenir un bon rapport signal sur bruit quelle que soit l'énergie des électrons incidents, il est souvent indispensable de travailler à des pressions telles que des processus secondaires perturbent les mesures. Par exemple, les transitions $n^1P \rightarrow 1^1S$ dans l'hélium sont sujettes à une forte auto-absorption; ceci a pour conséquence de modifier le nombre de photons recueilli par unité de temps pour les transitions $n^1P \rightarrow 2^1S$, ainsi que celui recueilli pour les transitions $n^1S \rightarrow 2^1P$ par suite d'une augmentation importante des effets de cascades. Une autre perturbation, dominante pour d'autres transitions ($n^1D \rightarrow 2^1P$), résulte du transfert d'excitation par collisions avec des atomes au niveau fondamental.

Les différentes corrections à apporter au nombre de photons recueilli par unité de temps pour obtenir un nombre directement proportionnel à la section efficace totale d'excitation sur le niveau considéré explique la dispersion des résultats expérimentaux. Cette méthode de mesure a été principalement utilisée lors d'études dans l'hélium (2) - (14).

1.1.1.2. Etude du spectre de pertes d'énergies

La deuxième méthode d'étude des collisions inélastiques électrons-atomes (ou molécules) est basée sur la mesure directe de l'intensité du cou-

rant diffusée pour une perte d'énergie donnée des électrons incidents. Un faisceau d'électrons d'énergie bien définie traverse une cible gazeuse, les électrons diffusés sont analysés en angles et en énergies.

A partir de la mesure de l'intensité diffusée i_d dans un angle solide $d\Omega$ à un angle particulier θ on peut déduire la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Omega)$:

$$i_d = (d\sigma/d\Omega)\ n\ i\ (l\ d\Omega) \qquad (4)$$

Tant que la résolution en énergie le permet, le nombre d'électrons recueilli par unité de temps pour une perte d'énergie donnée est directement proportionnel à la section efficace différentielle d'excitation de l'atome (ou de la molécule) sur le niveau correspondant. Il n'y a pas de complications dues aux processus de cascades; les difficultés dues au transfert collisonnel d'excitation et à l'auto-absorption de raies de résonance sont également éliminées.

Dans une expérience de ce type, la pression doit être maintenue à une valeur suffisamment faible pour que les processus de collisions multiples puissent être négligés; les mesures sont effectuées dans le domaine de pression pour lequel le courant diffusé est exactement proportionnel à la pression.

La méthode des pertes d'énergies a été utilisée par LASSETTRE et coll. (15) - (20), HEIDEMAN (21), VRIENS (22), LE NADAN (23), CHAMBERLAIN (24) et RICE (25) lors de mesures de sections efficaces différentielles sur quelques transitions de l'hélium ($1^1S \rightarrow 2^1S$ et $1^1S \rightarrow n^1P, n \leq 5$). A partir des valeurs de sections efficaces obtenues pour une énergie des électrons incidents en fonction de l'angle de diffusion ces auteurs ont également déterminé les forces d'oscillateurs généralisées pour les transitions étudiées.

1.1.2. FORCES D'OSCILLATEURS GENERALISEES

Les valeurs de sections efficaces différentielles de collisions inélastiques peuvent être présentées sous la forme de forces d'oscillateurs généralisées apparentes qui, pour une énergie suffisamment élevée, sont

indépendantes de l'énergie des électrons et égales aux forces d'oscillateurs généralisées introduites par BETHE (26).

Dans le domaine de validité de l'approximation de BORN, la section efficace différentielle $(d\sigma_n/d\Omega)$ d'excitation de l'atome sur le niveau n est donnée par la relation suivante, écrite en unités atomiques :

$$\frac{1}{a_o^2}\left(\frac{d\sigma_n}{d\Omega}\right) = 2\left(\frac{E_a}{E_n}\right)\left(\frac{E-E_n}{E}\right)^{1/2}\frac{1}{K^2} f_n(K) \qquad (5)$$

où a_o est le rayon de Bohr,

E_n est l'énergie d'excitation,

E_a est l'énergie en unité atomique,

E est l'énergie cinétique de l'électron incident avant la collision,

K représente la variation d'impulsion de l'électron incident (transfert d'impulsion),

$f_n(K)$ est appelée la force d'oscillateur généralisée associée à l'excitation sur le niveau n (26) (27).

La section efficace totale σ_n d'excitation de l'atome sur le niveau n s'écrit alors :

$$\frac{1}{a_o^2}\sigma_n = \frac{2\pi a_o E_a^2}{EE_n}\int_{K_{min}}^{K_{max}} f_n(K)\frac{dK}{K} \qquad (6)$$

A des énergies pour lesquelles l'approximation de BORN ne s'applique pas, on ne peut utiliser l'équation (5) pour calculer $(d\sigma_n/d\Omega)$ à partir des valeurs de forces d'oscillateurs généralisées. Il est alors utile de définir une force d'oscillateur généralisée apparente qui, introduite dans cette équation, donne la valeur correcte de la section efficace.

En pratique, ces forces d'oscillateurs généralisées apparentes sont déduites des valeurs expérimentales de $(d\sigma_n/d\Omega)$ à partir de l'équation (5). Les valeurs de $f_n(K)$ obtenues en fonction de l'énergie E des électrons permettent de tester simplement l'approximation de BORN; pour une énergie suffisamment élevée, f(K) est indépendant de E. En conséquence, toute variation de

$\tilde{f}$ (K) pour de faibles énergies indiquerait que l'approximation de BORN n'est pas valable.

Notons que, lorsque $K^2 \to 0$, les forces d'oscillateurs généralisées sont égales à la force d'oscillateur optique. Cette propriété des forces d'oscillateurs généralisées a été intensivement exploitée par LASSETTRE et ses collaborateurs.

Dans le cas de collisions électrons-molécules, si $(d\sigma_v/d\Omega$ est la section efficace différentielle pour l'excitation du niveau vibrationnel v de l'état électronique excité, ou défini $(d\sigma/d\Omega)$ par :

$$\sum_v \left(\frac{d\sigma_v}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \qquad (7)$$

Si f_v désigne la force d'oscillateur pour l'excitation du niveau v, on peut écrire :

$$f_v = \frac{1}{2}\left(\frac{E_v}{E_a}\right)\left(\frac{E}{E-E_v}\right)^{1/2} K_v^2 \frac{1}{a_o^2} \left(\frac{d\sigma_v}{d\Omega}\right) \qquad (8)$$

On définit alors une force d'oscillateur f pour l'excitation de l'état par la relation : $f = \sum_v f_v$. (9)

1.2. DUREES DE VIE D'ETATS EXCITES

1.2.1. DEFINITIONS

En l'absence de processus secondaires, la population N_m d'un niveau atomique évolue suivant la loi :

$$\frac{dN_m}{dt} = -N_m \sum_n A_{mn} \qquad (10)$$

Le temps de vie radiatif est tel que :

$$\tau_m = \left(\sum_n A_{mn}\right)^{-1} \qquad (11)$$

Dans le cas d'une transition atomique, A_{mn} est lié aux fonctions d'onde ψ_m et ψ_n des niveaux supérieur et inférieur par :

$$A_{mn} = \frac{64\,\pi^4}{3h} \frac{\left(\int \psi_m^* \, M \, \psi_n \, d\tau\right)^2}{g_m \, \lambda^3} \qquad (12)$$

où M est le moment électrique dipolaire,

g_m est le poids statistique du niveau m,

λ est la longueur d'onde ,

$R_{mn} = \int \psi_m^* \, M \, \psi_n \, d\tau$ est le moment de la transition entre les niveaux m et n.

La force d'oscillateur f_{nm} (en absorption) est reliée à la probabilité de transition A_{mn} par la relation :

$$f_{nm} = \frac{m_e \, c}{8\pi^2 \, e^2} \frac{g_m}{g_n} \lambda^2 \, A_{mn} \qquad (13)$$

L'introduction de la probabilité de transition liée à une bande $v' \rightarrow v''$ d'un système moléculaire (transition de dipôle entre deux états m,n) est plus délicate. La formule (12) reste applicable à une transition m,n,v', v",J',J" dans une molécule. En faisant appel à l'approximation de BORN - OPPENHEIMER (28), il est possible d'écrire la fonction d'onde totale sous la forme d'un produit de fonctions d'ondes électronique ψ_e et nucléaire ψ_N. Si de plus on néglige les mouvements de rotation la fonction d'onde nucléaire est simplement vibrationnelle et s'écrit ψ_v. En assignant à la bande considérée une longueur d'onde moyenne,on peut écrire :

$$A_{mnv'v''} = \frac{64\,\pi^4}{3h} \frac{\left(\int \psi_{v'} \, R_e(r) \, \psi_{v''} \, d\,r\right)^2}{g_m \, \lambda^3_{v'v''}} \qquad (14)$$

où r est la distance internucléaire,

R_e est le moment de la transition électronique donnée par :

$$R_e(r) = \int \psi_{em}^* \, M \, \psi_{en} \, d\tau \qquad (15)$$

Le temps de vie du niveau vibrationnel v' est donné par :

$$\tau_{v'} = \left(\sum_{v''} A_{v'v''}\right)^{-1} = \left(A_{v'}\right)^{-1} \qquad (16$$

Les données expérimentales sont très généralement insuffisantes pour qu'on puisse déduire de celles-ci les probabilités de transition; ce n'est que dans des cas très particuliers (raie de résonance, transition dominante) que la seule mesure des durées de vie radiatives conduit aux probabilités de transition. Les mesures de durées de vie sont cependant particulièrement importantes parce que beaucoup plus précises. Combinées à des mesures d'intensité elles permettent la détermination des forces d'oscillateurs et, dans le cas des molécules, de certains paramètres tels que le moment de transition électronique.

1.2.2. LES METHODES DE MESURE DE DUREES DE VIE

Les différentes méthodes de mesure de durées de vie atomiques et moléculaires diffèrent :

- Soit par le principe physique des mesures : mesures d'intensité en régime continu, observation du déclin radiatif spontané, effet Hanle...
- Soit par la technique d'excitation de l'état étudié : résonance optique, excitation par chocs électroniques...
- Soit par la technologie utilisée dans l'exploitation du signal détecté : mesure de phase, balayage oscillographique, méthode de coïncidences...

1.2.2.1. Méthodes de mesures directes des forces d'oscillateurs.

Elles comportent des mesures d'intensité de raies, soit en émission, soit en absorption et des mesures de dispersion anormale. Ces méthodes sont en général imprécises quand il s'agit de mesures en valeur absolue car elles nécessitent la détermination de la densité en particules excitées. La méthode suppose que les conditions de l'équilibre thermodynamique local sont remplies. Les résultats ne sont précis que lorsqu'on se limite à des mesures relatives.

Une autre méthode peut être mentionnée ici, elle consiste en la mesure de sections efficaces de collisions inélastiques électrons-atomes (15) (29) (30).

1.2.2.2. Excitation par électrons pulsés

L'excitation du gaz est obtenue par chocs électroniques et les durées de vie sont déduites de l'observation du déclin radiatif spontané entre deux pulses d'électrons. Les montages utilisés diffèrent essentiellement par les caractéristiques du système de détection (31) - (35).

Les processus de cascade peuvent être évités par excitation au seuil (36) au moyen d'un canon à électrons de faible dispersion en énergie.

1.2.2.3. Excitation par électrons modulés

Dans cette méthode, la cellule gazeuse est excitée par un faisceau d'électrons modulés sinusoïdalement. L'intensité d'une radiation émise est modulée avec la même fréquence, mais avec une phase θ_m qui dépend de la durée de vie de l'état excité :

$$\theta_m = tg^{-1} \omega\tau_m$$

τ_m se déduit d'une mesure de phase. En pratique, les expérimentateurs se limitent à une mesure relative en prenant comme référence une radiation dont la durée de vie est connue (étalonnage avec une raie de l'hélium). Cette méthode a été appliquée par LAWRENCE (37) à de nombreux systèmes moléculaires. Le traitement des processus de cascades est possible.

1.2.2.4. "Beam-foil spectroscopy"

La technique intitulée "Beam-foil spectroscopy" consiste à étudier la désexcitation radiative spontanée dans le vide d'un faisceau d'ions monocinétiques excité par passage à travers une cible solide très mince (38).

Cette méthode convient bien à l'étude des spectres d'ions très chargés et à la mesure des durées de vie atomiques; elle est inapplicable à des ions moléculaires. Pour y remédier, on peut substituer à la cible solide une cible gazeuse relativement diluée (39) (40). Du fait de la très faible pression utilisée, les processus collisionnels et l'auto-absorption n'interviennent pas; par contre, les mesures sont affectées par les cascades.

1.2.2.5. Effet Hanle, croisements de niveaux, double résonance

Ces méthodes font appel à la séparation Zeeman des niveaux; elles ont permis d'obtenir des mesures précises de durées de vie atomiques.

Lorsque l'excitation se fait par pompage optique, les seuls niveaux accessibles sont ceux de résonance et ceux pour lesquels il existe une transition laser (41).

Lorsque l'excitation se fait par bombardement électronique (42), les niveaux supérieurs aussi sont peuplés et les effets de cascades interviennent (sauf pour la méthode de croisement de niveaux). Ces expériences ont été récemment étendues à des états moléculaires excités de H_2 (43).

1.2.2.6. Méthode de corrélation de photons émis en cascade

Dans toutes les techniques jusqu'ici décrites, les processus de cascades interviennent et les corrections à introduire pour en tenir compte sont délicates. Pour s'affranchir de ces difficultés, il faut faire appel à des méthodes de corrélation.

Dans la méthode de corrélation de photons, on mesure l'intervalle de temps qui sépare l'émission de deux photons corrélés d'un atome qui se désexcite en cascades (44). Les intervalles de temps t_i se répartissent statistiquement suivant la loi $\exp(-t_i/\tau)$. Les mesures se font au moyen d'un convertisseur temps-amplitude suivi d'un analyseur d'amplitude multicanal.

Cette méthode a été appliquée jusqu'ici à quelques niveaux atomiques de l'argon (45) (46). Elle présente comme inconvénient de n'être applicable qu'à un nombre réduit de niveaux; par ailleurs, le nombre de coïncidences réelles compté par unité de temps est faible.

1.2.3. ETUDES DE FACTEURS QUI MODIFIENT LA DUREE DE VIE

Dans la mesure où l'on utilise des pressions de cible trop élevées, les processus secondaires tels que la désexcitation par collisions et l'auto-absorption de raies de résonance peuvent modifier la durée de vie des niveaux

excités. Par ailleurs, en l'absence de processus secondaires, les courbes donnant la durée de vie peuvent être perturbées par des processus de cascades.

1.2.3.1. Collisions inélastiques

S'il y a dépopulation du niveau excité par collisions inélastiques avec les particules cibles au niveau fondamental :

$$X^{(m)} + X^{(o)} \rightarrow X^{(1)} + X^{(o)} \qquad (17)$$

la population N_m du niveau excité évolue suivant la loi :

$$\frac{dN_m}{dt} = - (A_m + Q) N_m = - \frac{N_m}{\tau_a} \qquad (18)$$

avec

$$A_m = \sum_{n<m} A_{mn} = \frac{1}{\tau_m} \qquad (19)$$

$$Q = \sigma \bar{v} n \qquad \text{(fréquence de collisions par seconde)}$$

où σ est la section efficace pour ce processus,
$\bar{v}$ est la vitesse moyenne des atomes (ou des molécules).

La durée de vie apparente τ_a est inférieure à τ_m :

$$1/\tau_a = 1/\tau_m + 1/\tau_c \qquad (20)$$

Les valeurs de sections efficaces pour ces processus sont très variables. Si des différences d'énergie de l'ordre de kT existent entre les deux membres de la réaction (17), les sections efficaces sont de l'ordre de 10^{-15} cm^2; par contre, pour des différences d'énergie plus élevées (de l'ordre de quelques dizièmes d'électron-volt), elles sont très petites, de l'ordre de $10^{-20} cm^2$, et sont négligeables dans la plupart des cas.

1.2.3.2. Auto-absorption

Ce processus apparaît lorsqu'il existe, pour un niveau, une transi-

tion résonante (vers le niveau fondamental). Lorsque l'on mesure la durée de vie de ce niveau à des pressions pour lesquelles il est possible de négliger les processus de collisions, on observe une augmentation de la durée de vie en fonction de la pression.

Cet effet, bien connu, s'explique par l'absorption de la raie de résonance; à chaque fois qu'un photon émis est absorbé par un autre atome, un retard moyen égal à la durée de vie naturelle du niveau est introduit avant que l'émission suivante se produise. Il s'en suit que la durée de vie observée dans ces conditions est bien plus longue que la durée de vie naturelle du niveau.

La probabilité pour qu'il se produise une telle absorption dépend, d'une part, de la pression de cible et, d'autre part, de la géométrie de la chambre de collisions. Une théorie quantitative de ce phénomène a été développée par HOLSTEIN (47);posons :

$$\frac{1}{\tau_m} = \sum_{n<m} A_{mn} = \sum_{n\neq 0} A_{mn} + A_{mo} = A_o + A_{mo} \qquad (21)$$

d'où

$$\frac{1}{\tau_a} = A_o + g_E A_{mo} = \frac{1}{\tau_m} + (g_E - 1) A_{mo} \qquad (22)$$

$$0 < g_E < 1$$

La durée de vie apparente est supérieure à τ_m. Dans le cas d'une cellule cylindrique infinie de rayon r et en supposant que la largeur des raies est la largeur Doppler, g_E est donné par :

$$g_E = 1{,}6\ (kr)^{-1}\ (\pi \log kr)^{-1/2}$$

où
$$k = \frac{\lambda^3 n}{8\pi} \frac{g_m}{g_o} \sum_n A_{mn} \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} \qquad (23)$$

est le coefficient d'absorption de la raie.

Les raies de résonance de l'hélium ($n\,^1P \rightarrow 1\,^1S$) sont sujettes à une forte auto-absorption. En appliquant les formules précédentes à la raie

584 A° ($2^1P \rightarrow 1^1S$), on trouve que pour r = 1 cm et T = 300°K, g_E commence à décroître à partir de $n \simeq 7.10^{12}$ cm^{-3}, ce qui correspond à des pressions supérieures à 2.10^{-4} torr.

1.2.3.3. Processus de cascades

Les courbes de durées de vie peuvent être perturbées par des processus de cascades dans la mesure où l'énergie des électrons est suffisante pour exciter des niveaux plus énergétiques que le niveau étudié. Dans le cas général, l'évolution des populations est donnée par la solution d'un système différentiel tel que :

$$\frac{d N_m}{dt} = - N_m/\tau_m + \sum_k A_{km} N_k \qquad (24)$$

Un tel système peut être résolu de proche en proche en partant des niveaux supérieurs. Lorsque les cascades interviennent, la courbe donnant la durée de vie se décompose en une somme ou une différence d'exponentielles (le cas d'un pôle double du système différentiel conduisant à une décroissance non exponentielle étant mis à part). La décomposition de la courbe est délicate, qu'elle soit faite graphiquement ou par analyse sur ordinateur. Elle devient très imprécise dès que le nombre d'exponentielles dépasse deux et les erreurs introduites peuvent être très importantes.

Pour mieux mettre en évidence l'importance éventuelle des cascades, on étudie généralement les variations de la durée de vie apparente en fonction de l'énergie des électrons incidents.

1.3. LA METHODE DE COINCIDENCES ELECTRON-PHOTON

1.3.1. PRINCIPE

Comme nous l'avons souligné, du fait de son pouvoir de résolution limité, la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés ne permet d'effectuer des mesures de sections efficaces différentielles que pour un nombre réduit de transitions. Même avec les plus faibles dispersions en énergie obtenues actuellement, il est impossible de séparer, dans l'hélium, les transitions $1^1S \rightarrow n^1S$ et $1^1S \rightarrow n^1D$ des transitions $1^1S \rightarrow n^1P$ ($n \geq 3$).

Nous avons cherché à étendre les mesures de sections efficaces différentielles à des niveaux radiatifs non résolus par analyse électronique en utilisant une technique de détection en coïncidence de l'électron diffusé à angle donné et du photon émis par l'atome au cours de sa désexcitation. On donne ainsi à l'analyse en énergie la résolution optique qui, même pour un filtre interférentiel relativement large, est considérablement supérieure à celle d'un analyseur électrostatique.

On peut relier le nombre de coïncidences réelles (électron et photon issus de la même collision) compté pendant un temps T à différents paramètres expérimentaux. Le nombre d'impulsions N_e enregistré pendant ce temps sur la "voie" des électrons s'écrit :

$$N_e = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_e}\right) \varepsilon_e \, n(1_e \, d\Omega_e) \int_o^T i \, dt/e \qquad (25)$$

où $(d\sigma/d\Omega_e)$est la section efficace différentielle liée au flux total diffusé vers le détecteur d'électrons,

ε_e est l'efficacité de détection de la "voie" des électrons,

1_e est la "longueur de la région de collisions" vue par le détecteur,

$d\Omega_e$ est l'angle solide sous lequel le détecteur voit la région de collisions.

Le nombre d'impulsions N_p enregistré pendant le même temps sur la "voie" des photons s'écrit, lorsque l'émission des photons est isotrope :

$$N_p = \sigma_T \, \varepsilon_p \, n \, \frac{1}{4\pi} \, (1_p \, d\Omega_p) \int_o^T i \, dt/e \qquad (26)$$

où σ_T est la section efficace totale pour le (ou les) processus produisant des photons détectables,

ε_p est l'efficacité de la "voie" des photons.

On peut déduire de ces expressions le nombre N_1 de coïncidences réelles :

$$N_1 = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_1 \varepsilon_e \, \varepsilon_p \, n \, \frac{1}{4\pi} \, (1 \, d\Omega_e \, d\Omega_p) \int_o^T i \, dt/e \qquad (27)$$

où $(d\sigma/d\Omega)_1$ est la section efficace différentielle qui caractérise le processus étudié,

l est la "longueur de la région de collisions" commune aux deux détecteurs .

A partir de la détermination du nombre de coïncidences réelles, il est possible de déduire la section efficace différentielle d'excitation de l'atome sur le niveau étudié.

La méthode de coïncidences électron-photon permet également d'effectuer des mesures absolues de durées de vie de niveaux excités d'atomes et de molécules. On mesure l'intervalle de temps t_i qui sépare le moment où l'atome est excité sur un niveau du moment où il se désexcite spontanément; les intervalles de temps t_i se répartissent statistiquement suivant la loi $\exp(-t_i/\tau)$,

où τ est la durée de vie moyenne du niveau excité.

Cette méthode de mesure de durées de vie, d'application plus générale que la méthode de corrélation de photons émis en cascade, présente comme avantage de ne pas être gênée par les processus de cascades. Elle a été pour la première fois appliquée par IMHOF et READ à quelques états atomiques (48) (49) et moléculaires (50) (51) (52).

1.3.2. *THEORIE DU COMPTAGE EN COINCIDENCES*

Dans la présente expérience, le circuit de mesure est constitué d'un ensemble électronique comportant un convertisseur temps-amplitude suivi d'un analyseur d'amplitude multicanal. Les impulsions comptées dans l'analyseur ne proviennent pas toutes de couples électron-photon issus de la même collision. Il y a une probabilité finie pour que certains signaux coïncident dans le temps de résolution du dispositif bien qu'ils ne correspondent pas aux évènements corrélés; de telles coïncidences sont appelées coïncidences accidentelles (ou fortuites).

On obtient, sur l'analyseur d'amplitude, un "spectre de coïncidences" sur lequel apparaît un nombre de coups maximum pour les coïncidences réelles, tandis que les coïncidences accidentelles forment un fond continu surmonté d'un bruit statistique. Nous allons considérer ici deux paramètres qui sont,

d'une part, le rapport coïncidences réelles sur coïncidences accidentelles et, d'autre part, le rapport signal sur bruit.

1.3.2.1. Rapport coïncidences réelles sur coïncidences accidentelles

La source émet par seconde, d'une part, N paires d'électrons et de photons corrélés et, d'autre part, n_e électrons et n_p photons non corrélés. On suppose *a priori* que les détecteurs sont sensibles à plus d'un type de transitions. Par ailleurs, les détecteurs possèdent un certain bruit propre.

Les nombres d'impulsions N_e et N_p comptés par seconde dans les deux "voies" s'écrivent respectivement :

$$N_e = \varepsilon_e (N + n_e) + n'_e$$
$$N_p = \varepsilon_p (N + n_p) + n'_p \qquad (28)$$

où $n_e = \alpha_e N$, $n_p = \alpha_p N$.

n'_e et n'_p sont les nombres d'impulsions comptés par seconde relatif aux bruits des détecteurs.

Par ailleurs, le nombre N_1 de coïncidences réelles obtenu par unité de temps s'écrit :

$$N_1 = \varepsilon_e . \varepsilon_p . N \qquad , \qquad (29)$$

tandis que le nombre N_2 de coïncidences accidentelles est donné par :

$$N_2 = N_e . N_p . 2\tau \qquad (30)$$

où τ est le temps de résolution du dispositif.

Lorsque l'on utilise un convertisseur temps-amplitude, l'impulsion "DEPART" doit précéder l'impulsion "ARRET" pour qu'un signal soit obtenu en sortie. Le taux de comptage accidentel pour un tel dispositif est par suite égal à la moitié du taux de comptage accidentel pour un circuit de coïncidences symétrique.

Par suite, le rapport N_1/N_2 s'écrit :

$$N_1/N_2 = \varepsilon_e \varepsilon_p N/\tau N_e N_p \qquad (31)$$

soit

$$N_1/N_2 = (N.\tau)^{-1} \{(1 + \alpha_e + \frac{n'_e}{N\varepsilon_e})(1 + \alpha_p + \frac{n'_p}{N\varepsilon_p})\}^{-1} \qquad (32)$$

Le rapport N_1/N_2 présente un maximum pour

$$N = \{\frac{n'_e\, n'_p}{\varepsilon_e \varepsilon_p (1 + \alpha_e)(1 + \alpha_p)}\}^{1/2} \qquad (33)$$

Compte tenu du fait que dans le cas présent $n'_e << N_e$, $n'_p << N_p$, cette condition s'écrit encore :

$$n'_e\, n'_p \simeq N_e.N_p \qquad (34)$$

On peut conclure en disant qu'un bon rapport signal sur fond sera obtenu pour de faibles taux de comptage sur les deux "voies".

1.3.2.2. *Rapport signal sur bruit*

Le bruit est principalement produit par la fluctuation statistique du nombre total de coïncidences. D'après la statistique de POISSON :

$$N = (N_R + N_F)^{1/2} \qquad (35)$$

où N_R est le nombre de coïncidences réelles ,
N_F est le nombre de coïncidences fortuites.

Un paramètre important dans la technique de coïncidences est le rapport entre le nombre de coïncidences réelles et là fluctuation statistique du nombre total de coïncidences, ce qui définit le rapport signal sur bruit. Pour une expérience de duréeT:

$$S/B = \frac{N_R}{(N_R + N_F)^{1/2}} = \frac{N_1\, T^{1/2}}{(N_1 + N_2)^{1/2}} \qquad (36)$$

soit encore :

$$S/B = \frac{\varepsilon_e \varepsilon_p N T^{1/2}}{\{\tau(\varepsilon_e N (1+\alpha_e) + n'_e)(\varepsilon_p N(1+\alpha_p) + n'_p) + \varepsilon_e \varepsilon_p N\}^{1/2}} \quad (37)$$

Lorsque l'on augmente N indéfiniment, ce rapport tend vers :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{N\to\infty} = \frac{(\varepsilon_e \varepsilon_p T)^{1/2}}{\tau^{1/2}} \quad (38)$$

Pour obtenir une bonne statistique, un taux de comptage aussi élevé que possible doit être utilisé. Notons que, dans ce cas, le rapport coïncidences réelles sur coïncidences accidentelles diminue. En pratique il est nécessaire d'effectuer un compromis; le taux de comptage optimum est de l'ordre de 1000 coups par seconde sur les deux "voies".

Pour améliorer le rapport signal sur bruit, on peut également procéder à un temps d'accumulation assez long. Cependant on peut montrer que, pour N donné, on n'a pas intérêt à augmenter indéfinimentT(53); ceci est dû aux défauts de linéarité des circuits électroniques (voir § 2.2.3.2.).

Si la largeur en temps τ_i du canal i n'est plus constante sur toute la gamme de l'analyseur d'amplitude, on peut écrire :

$$\tau_i = \tau_o(1 + \varepsilon_i) \quad (39)$$

où τ_o est la valeur moyenne de τ_i,
ε_i est une fluctuation statistique.

Si l'on tient compte de cet effet, la variance observée du contenu des canaux est supérieure à la variance statistique attendue. Le bruit dans chaque canal est alors égal à :

$$B = \{(N_1 + N_2) T + p^2(N_1 + N_2)^2 T^2\}^{1/2} \quad (40)$$

avec $p^2 = \overline{\varepsilon_i}^2$, le coefficient p caractérise le défaut de linéarité;

d'où $$B = B_o(1 + p^2 B_o^2)^{1/2} \quad (41)$$

Le rapport signal sur bruit est réduit et s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\frac{S}{B} = \left(\frac{S}{B}\right)_{p=0} (1 + p^2 B_o^2)^{-1/2} \quad , \qquad (42)$$

$$\frac{S}{B} = \frac{N_1 T^{1/2}}{(N_1+N_2)^{1/2}} \frac{1}{\{1+p^2(N_1+N_2) T\}^{1/2}} \qquad (43)$$

Le rapport signal sur bruit dépend de la durée T de l'expérience. Lorsque l'on fait croître T indéfiniment, ce rapport tend vers la limite:

$$\left(\frac{N_1}{N_1 + N_2}\right) \cdot \frac{1}{p} \quad \text{soit encore :} \quad \left(\frac{N_R}{N_R + N_F}\right) \cdot \frac{1}{p} \quad ,$$

au lieu de croître comme $T^{1/2}$.

CHAPITRE II

MONTAGE EXPERIMENTAL

Le schéma de principe du dispositif que nous avons utilisé pour effectuer des mesures de sections efficaces de collisions et de durées de vie de niveaux excités est donné figure 1. Les électrons incidents sont sélectionnés en énergie par un sélecteur électrostatique cylindrique, et ensuite accélérés et focalisés sur le jet moléculaire. L'analyse en énergie des électrons diffusés dans un petit angle solide est effectuée par un deuxième sélecteur, identique au premier, associé à un multiplicateur d'électrons. Les photons, collectés sous un grand angle solide, traversent un filtre interférentiel et sont comptés individuellement par un photomultiplicateur à faible bruit. Un retard introduit sur la "voie" des photons compense la différence de temps de transit entre les deux "voies". Les coïncidences sont obtenues à l'aide d'un dispositif de conversion temps - amplitude avant d'être analysées et stockées dans un analyseur d'amplitude multicanal.

2.1. DESCRIPTION DE L'APPAREIL

2.1.1. LE SELECTEUR - L'ANALYSE EN ENERGIE

Une vue d'ensemble de l'optique électronique utilisée est donnée figure 2.

2.1.1.1. La source d'électrons lents

Les électrons émis par un fin ruban de tungstène porté à environ 2500°K par passage d'un courant de quelques ampères (3,8 à 4,5 A) sont sélectionnés en énergie par un sélecteur cylindrique 127° électrostatique.

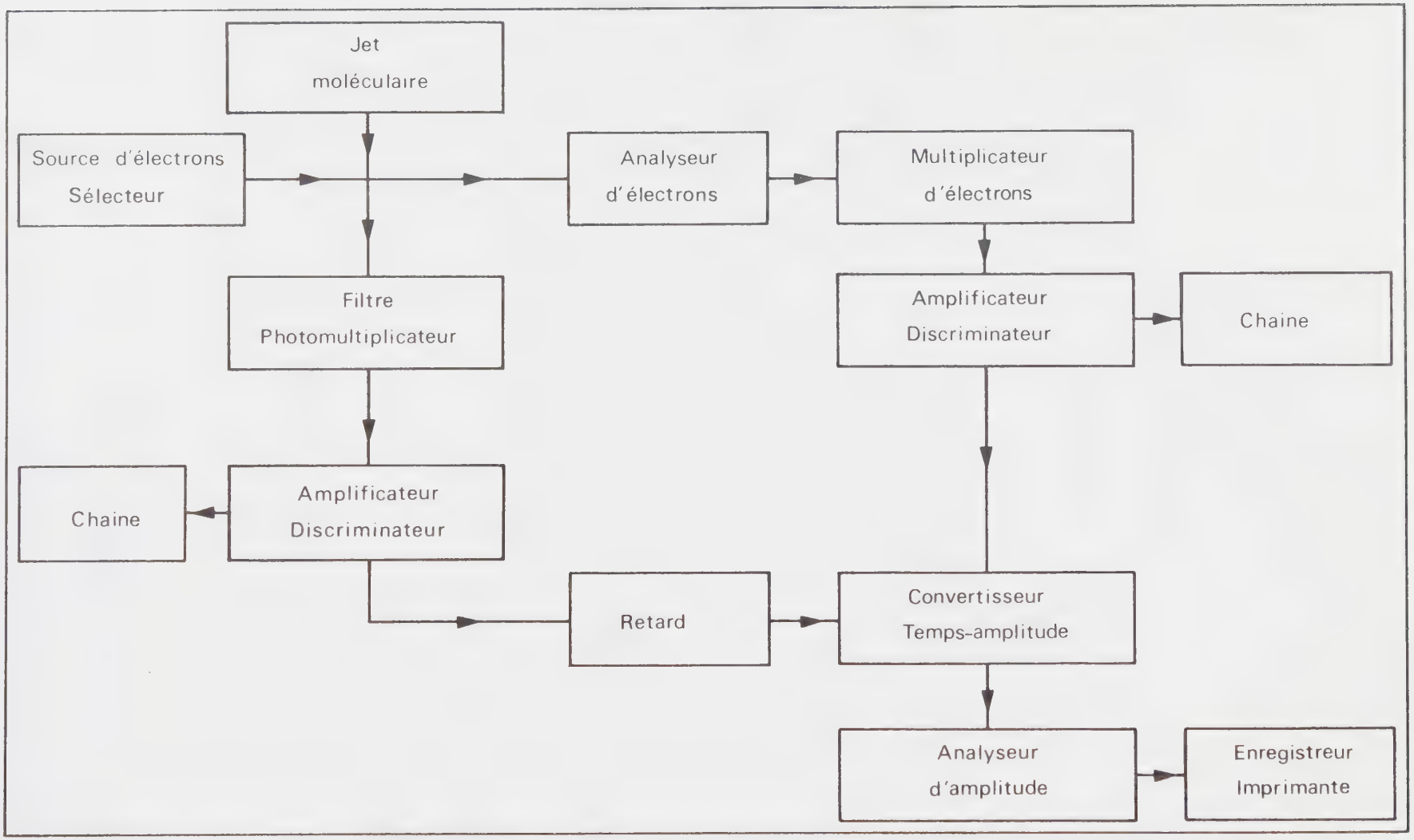


FIG.1 SCHÉMA SYNOPTIQUE DE L'APPAREILLAGE.

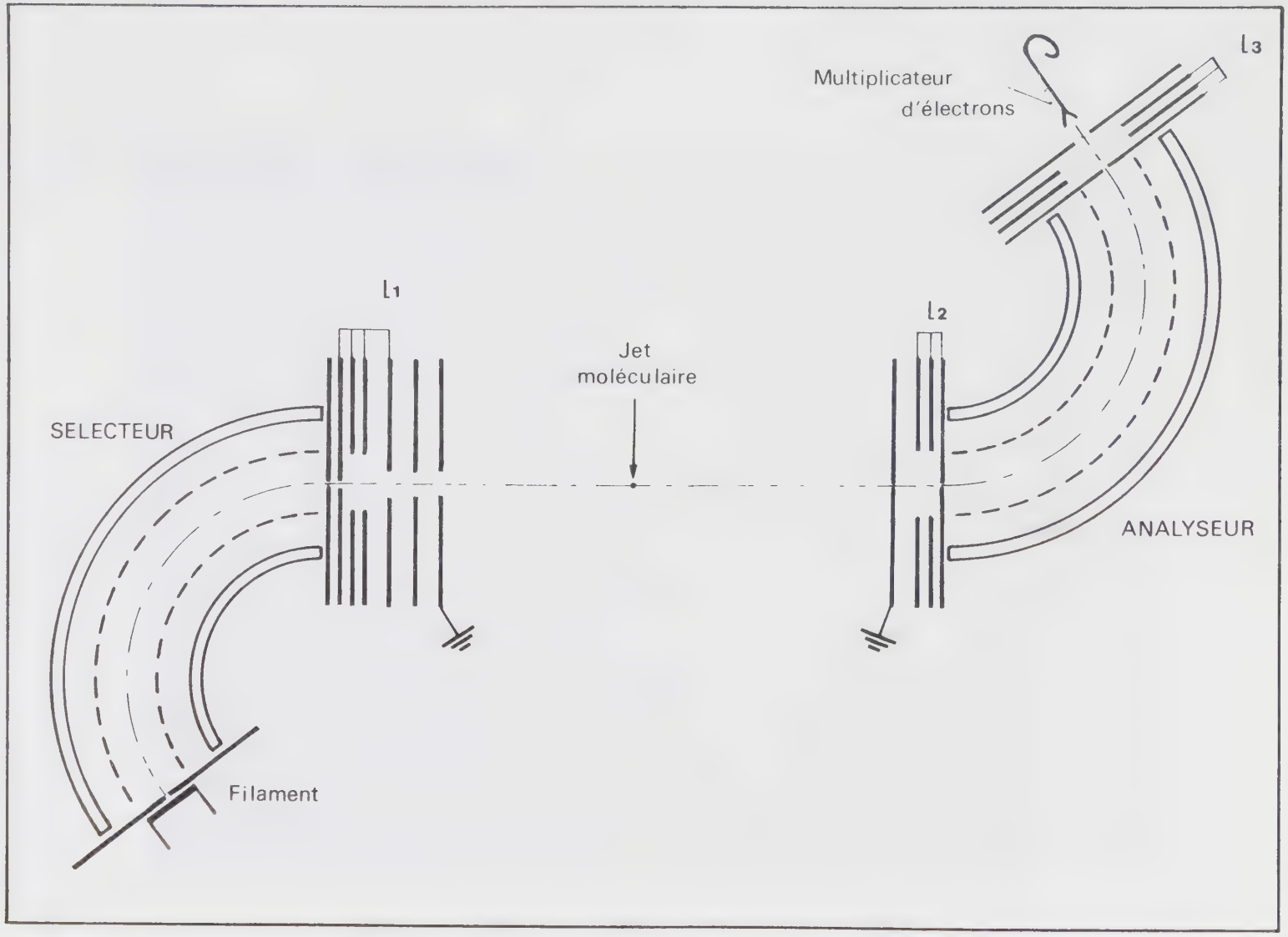


FIG . 2 SCHEMA DE L'OPTIQUE ELECTRONIQUE .

La distance entre le filament et la fente d'entrée du sélecteur est de 0,5 mm.

Proposé par HUGUES et ROJANSKI (54) ce type de sélecteur a été perfectionné par MARMET (55). Cet appareil est à même de fournir un courant relativement important de faible dispersion en énergie (60 meV à 10^{-8}A), il est donc bien adapté à l'étude entreprise.

Le sélecteur que nous utilisons (figure 3) a un rayon moyen de 30 mm; les fentes d'entrée et de sortie ont 5 mm de hauteur et 0,5 mm de largeur. Le sélecteur est muni de grilles (distances intergrilles : 10 mm) constituées de fils de tungstène de 0,05 mm de diamètre, espacées de 0,5 mm. Les rayons des plaques collectrices sont de 20 et 40 mm. Les grilles sont montées sur des supports en arcap et présentent une surface régulière dont la transmission est de 90%. Les plaques (en arcap) sont fixées sur le même support et électriquement isolées par l'intermédiaire de billes de saphyr synthétique.

2.1.1.2. La lentille

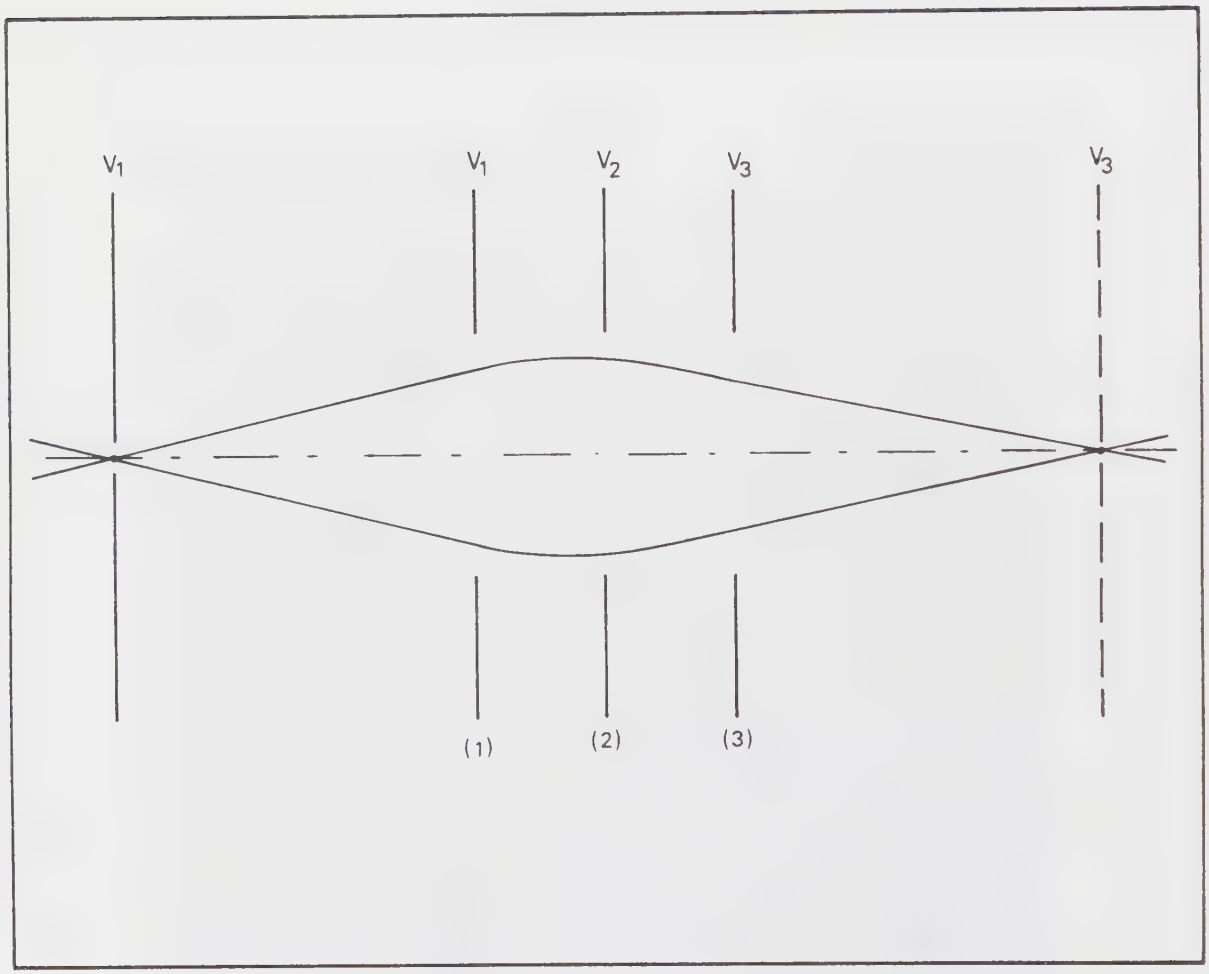
Pour accélérer les électrons à l'énergie désirée et les focaliser au centre de collisions, nous avons utilisé à la sortie du sélecteur une lentille plane électrostatique. Cette lentille, décrite par IMHOF et READ (56),est essentiellement constituée de trois plaques percées d'un orifice circulaire, comme indiqué figure 4. Les tensions V_1 et V_3 correspondent aux énergies initiale et finale des électrons; la tension focalisatrice V_2 est appliquée à la plaque centrale. Les différentes plaques sont électriquement isolées les unes par rapport aux autres par l'intermédiaire de billes de saphyr.

2.1.1.3. L'analyse en énergie

Les électrons diffusés dans un petit angle solide doivent être analysés en angles et en énergies. La fonction de l'analyseur est double:

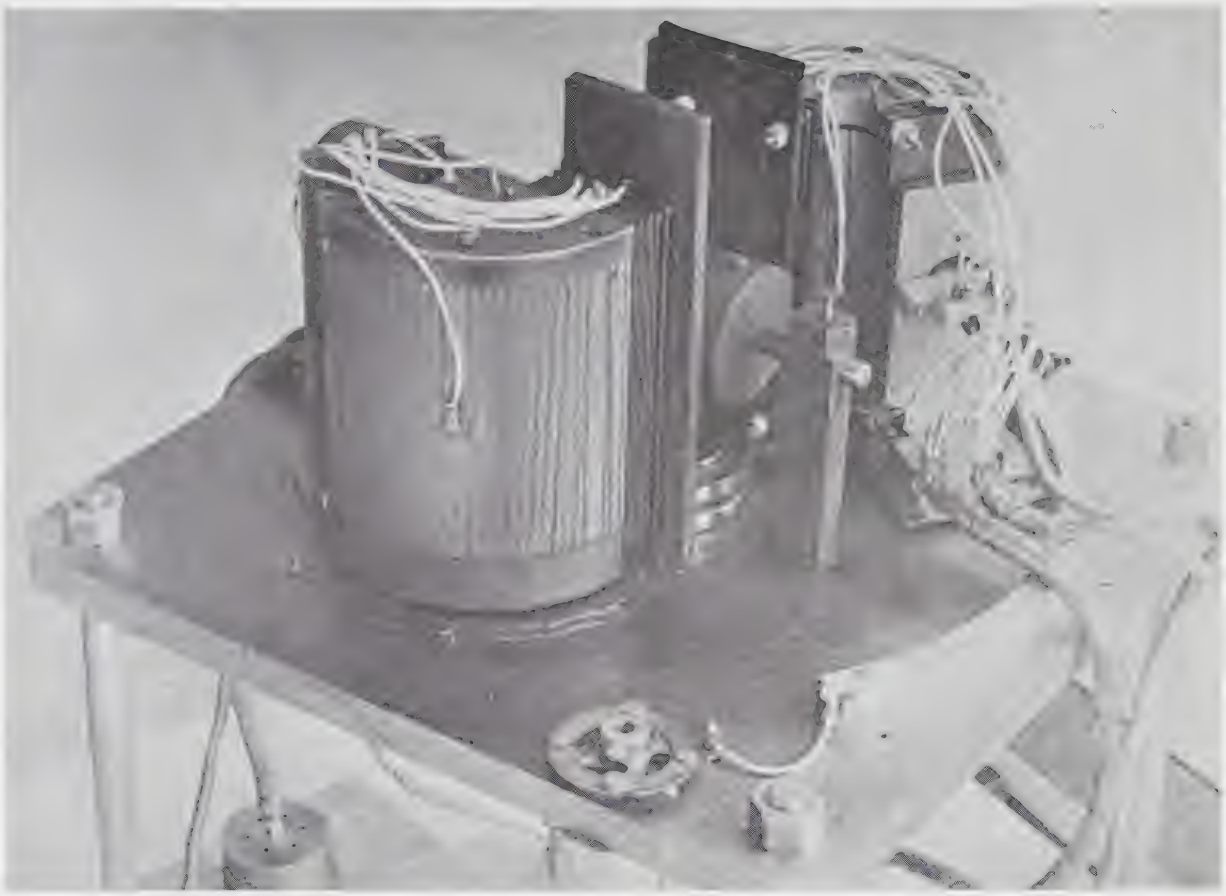
- séparer les électrons ayant perdu une certaine quantité d'énergie dans la cible des autres électrons,
- transmettre au détecteur une fraction connue des électrons quittant la région de collisions. Cette fraction caractérise l'efficacité de l'analyseur.

3 - SELECTEUR 127°_



SCHEMA DE LA LENTILLE.

FIG.4



5 _ VUE DU MONTAGE _

L'analyseur d'électrons que nous utilisons est identique au sélecteur; il est mobile par rapport à l'axe de la région de collisions de telle sorte que l'on puisse effectuer des mesures pour différents angles de diffusion compris entre -10 et + 20°.

2.1.1.4. Réalisation mécanique

Une vue d'ensemble du montage sélecteur-lentille-analyseur est donnée figure 5. Tous les éléments du montage sont en arcap, matériau bon conducteur et amagnétique. Le dispositif est monté sur une plaque de cuivre.

Les différents isolements sont effectués par l'intermédiaire soit de billes de saphyr synthétique, soit de pièces en téflon. Les billes de saphyr servent également à positionner les pièces les unes par rapport aux autres.

Des précautions particulières doivent être prises pour éviter les pertubations apportées par les électrons errants et par les photons thermiques. Différents blindages sont utilisés pour le filament, l'ensemble filament-sélecteur-lentille et l'ensemble d'analyse.

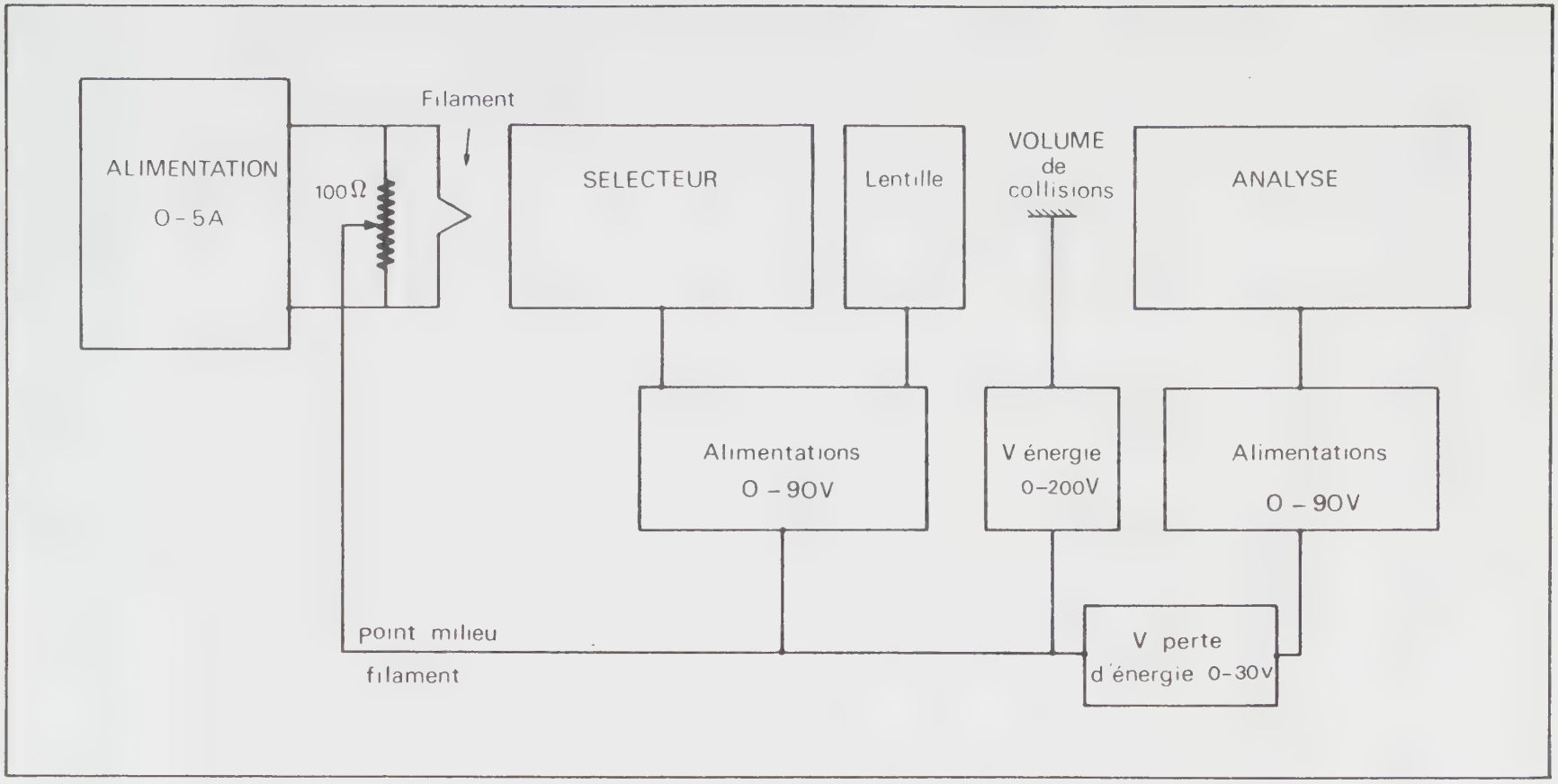
Le travail d'usinage a été effectué avec une très grande précision, les différents alignements ayant été réalisés au 1/100mm.

2.1.1.5. Montage électrique

Les différentes électrodes du sélecteur et de l'ensemble d'analyse sont alimentées par des piles sèches de 9 à 90 eV qui permettent d'obtenir des polarisations d'excellente stabilité.

La tension de "pertes d'énergies" est obtenue par l'intermédiaire d'une alimentation stabilisée (0 -30 v). Le filament est chauffé en courant continu à partir d'une alimentation régulée en courant (0 - 5A ; 0 -10 v).

Un schéma simplifié du dispositif de polarisation est donné figure 6. La zone de collisions est à la terre; la référence de potentiel pour l'ensemble du montage est le point milieu filament, la tension d'accélération des



SCHEMA ELECTRIQUE.

FIG.6

électrons est appliquée entre ce point et la terre.

Les conducteurs utilisés pour le cablage sont blindés à l'intérieur et à l'extérieur de l'enceinte à vide afin d'éviter tout champ électrique parasite.

2.1.2. DISPOSITIFS ANNEXES

La trajectoire d'un électron de faible énergie est fortement perturbée en présence d'une induction magnétique. Il est donc important de maintenir un très faible champ magnétique dans le volume de collisions.

Des bobines d'Heltmotz de grand diamètre (1,30m) sont utilisées pour minimiser le champ magnétique; à l'aide de cet ensemble on obtient à l'intérieur de l'enceinte à vide un zéro magnétique défini à $\pm$ 3 mG.

2.1.3. LE JET MOLECULAIRE

Plusieurs techniques peuvent être employées pour définir la zone d'interaction entre le faisceau d'électrons monocinétiques et les molécules cibles: chambre de collisions fermée, jet moléculaire.

Dans le volume de collisions, des différences de temps peuvent apparaître entre les électrons diffusés suivant que ces électrons proviennent d'un point ou d'un autre de la cible. Ceci impose l'utilisation d'un jet moléculaire fin au lieu d'une chambre de collisions fermée; le jet croise à 90° le faisceau d'électrons incidents limitant ainsi le volume de collisions.

Le gaz à étudier est admis dans une enceinte primaire dans laquelle la pression est réglée à l'aide d'un robinet à pointeau. Il est possible d'admettre dans l'enceinte un autre gaz; ce qui permet d'effectuer des expériences soit sur le mélange , soit successivement sur les deux gaz.

Le faisceau moléculaire est obtenu par diffusion du gaz à travers plusieurs tubes de très faibles diamètres (57).

Nous avons utilisé une pastille multicapillaire qui se présente sous la forme d'un disque de verre percé de trous de 10 µ de diamètre ; sa transparence est de 50 %, l'angle d'ouverture du faisceau est de ± 5°.

Près de l'extrèmité de ces tubes, le rapport de la pression du gaz cible P_j à la pression résiduelle P_r est donné par :

$$P_j/P_r = 1000\ V/\bar{v}\ S \qquad (44)$$

où : V est la vitesse de pompage dans l'enceinte (en l/s),
$\bar{v}$ est la vitesse moyenne de molécules (en cm/s),
S est la surface totale des trous (en cm^2).

L'application de cette formule donne, dans le cas de l'hélium : $P_j/P_r \simeq 250$. Nous ne pouvons mesurer directement la pression du gaz cible dans le jet atomique ; une estimation en sera effectuée à partir de la pression dans l'enceinte en utilisant cette relation.

2.1.4. TEMPS DE RESOLUTION

Dans une expérience de coïncidences, la courbe de résolution du dispositif joue un rôle important ; les mesures de durées de vie ne sont possibles qu'au dessus d'une valeur limite déterminée à partir de la largeur de cette courbe.

Du volume de collisions au détecteur, les fluctuations de temps de transit des électrons diffusés contribuent au temps de résolution du dispositif. Le temps t que met un électron d'énergie E (en eV) pour parcourir la distance l (en mm) est :

$$t = 1{,}70\ .\ l\ \sqrt{E} \quad \text{(en ns)} \qquad (45)$$

Dans le volume de collisions, la différence de temps maximum qui existe entre les électrons diffusés, suivant qu'ils proviennent d'une extrémité ou de l'autre de la cible, est :

$$\Delta t = 1{,}70.\Delta l/\sqrt{E} \qquad (46)$$

ce qui donne $\Delta t < 1$ ns tant que $E > 25$ eV . Par ailleurs, une dispersion en énergie ΔE du faisceau entraine une fluctuation de temps Δt telle que :

$$\Delta t = 0{,}85\ 1\ \Delta E/E^{3/2} \qquad (47)$$

Nous avons évaluer Δt dans la partie linéaire du trajet des électrons; pour $\Delta E = 60$ meV et $E = 5$ eV, nous obtenons $\Delta t \simeq 0{,}2$ ns.

Ce n'est que lorsque l'énergie incidente est voisine de celle correspondant au seuil d'excitation que les fluctuations Δt augmentent sensiblement.

Dans l'analyseur d'électrons il est difficile d'évaluer de façon précise Δt. Nous verrons expérimentalement (voir § 2233) que, lorsque l'énergie des électrons diffusés est de 5 eV, Δt est de l'ordre de 2 - 3 ns.

2.1.5. LE SYSTEME A VIDE

Nous utilisons un groupe de pompage fourni par Alcatel. Ce groupe comporte :

- Une pompe à palette à 2 étages (débit 25 m^3/h) qui abaisse la pression dans l'enceinte de la pression atmosphérique à une pression suffisamment basse pour permettre le fonctionnement de la pompe à diffusion.
- Une pompe à diffusion d'huile (débit 2500l/s à 10^{-4} torr) qui abaisse la pression dans l'enceinte jusqu'à une pression limite de 5.10^{-8} torr.
- Un baffle à refroidissement par eau
- Un piège à azote liquide
- Une vanne secondaire, à commande pneumatique, qui permet d'isoler l'enceinte de la pompe à diffusion.

Le piège est surmonté d'une enceinte à vide réalisée en acier inoxydable; l'enceinte est microbillée de façon à diminuer le taux de dégazage. La pression y est mesurée par une jauge type Bayard et Alpert : lors du

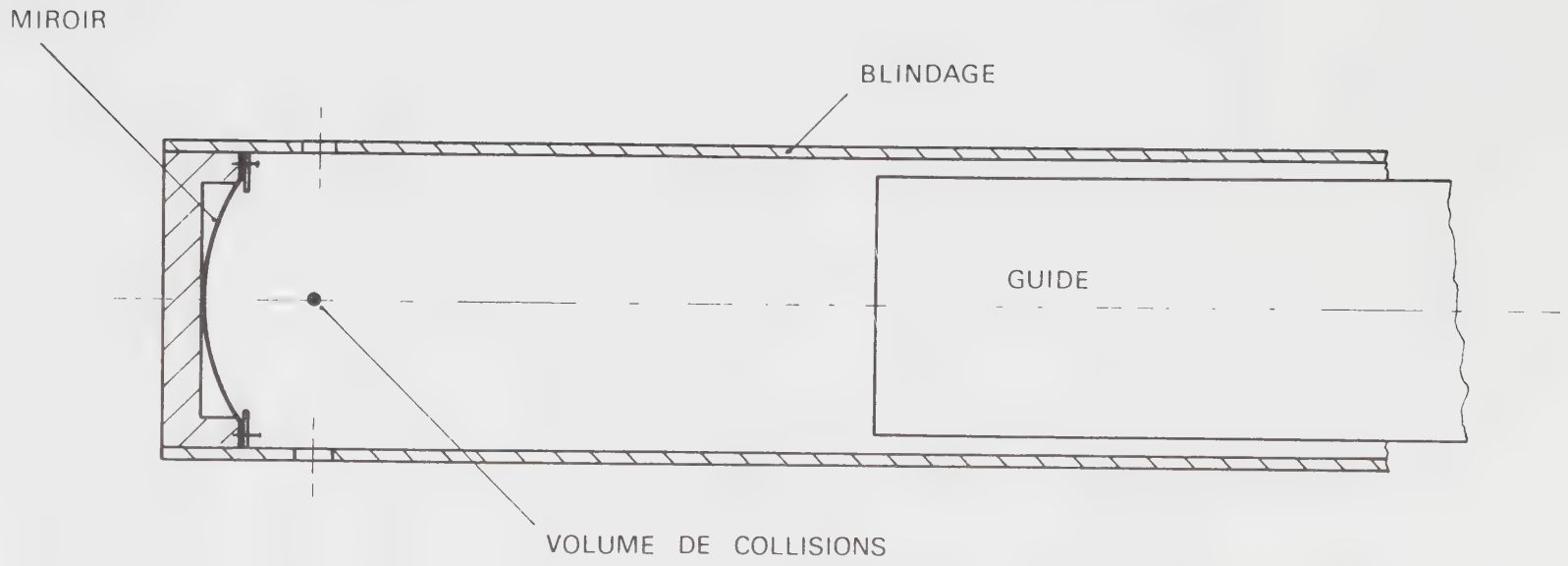


FIG.7 **Dispositif de détection des photons.**

fonctionnement du jet moléculaire la pression dans l'enceinte varie entre 5.10^{-7} torr et 4.10^{-5} torr.

2.1.6. *LA DETECTION DES PHOTONS*

Les photons de désexcitation sont émis dans toutes les directions à partir du volume de collisions. Pour recueillir le maximum de photons émis, il est nécessaire de les collecter sous un angle solide important et de les focaliser de manière efficace sur le photomultiplicateur situé à l'extérieur de l'enceinte à vide.

De plus, le système de détection doit être, si possible, insensible aux photons thermiques émis par le filament de tungstène ainsi que de ceux provenant de la jauge à ionisation.

Les photons sont, dans notre cas, détectés dans une direction perpendiculaire aux plans contenant les faisceaux électronique et gazeux. Le schéma du dispositif utilisé est donné figure 7 : le volume de collisions est placé au foyer d'un miroir concave qui réfléchit la lumière, sous un grand angle solide, sur un guide de lumière; les photons traversent ensuite un filtre interférentiel et sont comptés par un photomultiplicateur.

Pour diminuer le nombre de photons parasites arrivant sur le détecteur nous avons placé les éléments de l'optique dans un tube de cuivre.

2.1.6.1. *Le miroir*

Les caractéristiques du miroir sont les suivantes : diamètre 30 mm, rayon de courbure 30 mm. La surface réfléchissante est obtenue par évaporation métallique sur un verre poli. Le coefficient de réflexion est de 90% jusqu'à une longueur d'onde voisine de 3000 Å.

Un rayon lumineux issu du centre de collisions en faisant un angle α avec l'axe est réfléchi en faisant un angle β avec l'axe, tel que :

$$\sin\left(\frac{\alpha - \beta}{2}\right) = \frac{\sin \alpha}{2} \qquad (48)$$

Dans notre dispositif, l'angle d'ouverture maximum est $\alpha = 60°$; on en déduit $\beta \simeq 8°$. La largeur des bandes passantes admise pour les différents filtres interférentiels utilisés autorise une telle inclinaison des rayons lumineux. L'angle solide vu par le miroir est de 25% (de 4π).

2.1.6.2. Le guide

Nous avons utilisé un guide de lumière en altuglass; par suite, la sensibilité du système de détection en photons est limité par cet élément à 3 300 Å environ.

Le guide de lumière n'est sensible qu'aux photons entrant par les extrémités; les photons parasites entrant par un côté traversent le guide et ressortent de l'autre côté.

Les caractéristiques du guide sont les suivantes : diamètre 30 mm, longueur 300 mm. Son extrémité est située à 75 mm du centre de collisions. L'angle solide vu par le guide est alors de 1 %. L'efficacité totale du dispositif de détection en photons (miroir et guide) est donc de l'ordre de 25% compte tenu d'une réflexion voisine de 90%.

2.1.6.3. Polarisation

Lorsque la raie émise est polarisée, la distribution angulaire des photons n'est pas uniforme; le maximum d'intensité se produit à 90° par rapport au faisceau d'électrons incidents. Par suite, le nombre total de coïncidences réelles peut être perturbé.

Nous avons, compte tenu de notre géométrie de miroir et de guide, et en assimilant la source lumineuse à un point, calculé la variation relative du nombre de photons détecté en fonction du taux de polarisation P; on constate (figure 8) que,pour de grandes valeurs de P, l'augmentation relative du nombre de photons détecté reste très faible et nous n'avons pas apporté de correction tenant compte de la polarisation.

2.1.6.4. Les filtres interférentiels

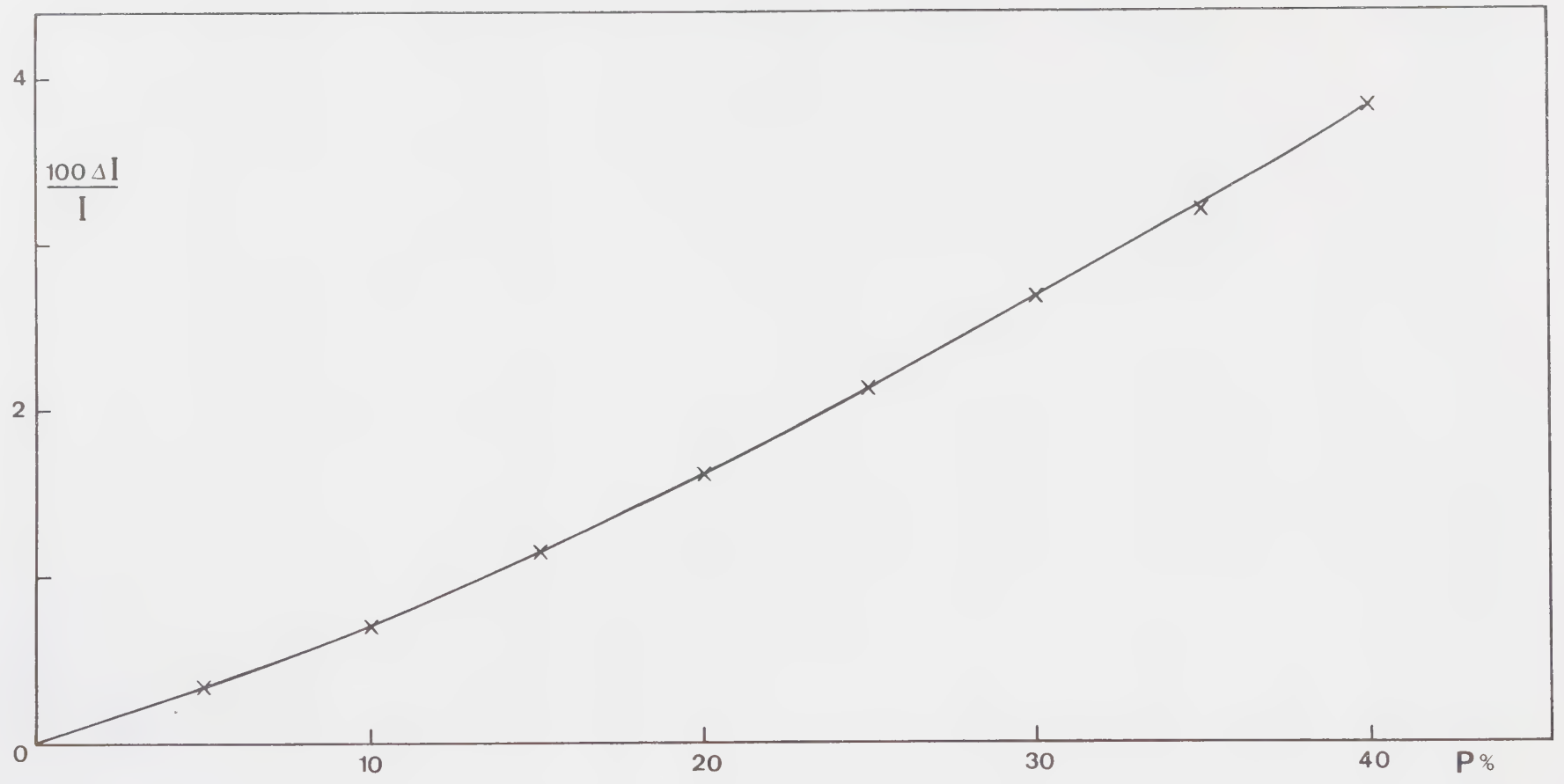


FIG.8 VARIATION RELATIVE DU NOMBRE DE PHOTONS EN FONCTION DU TAUX DE POLARISATION.

Dans la présente expérience, l'utilisation d'un monochromateur ne s'impose pas. Nous avons utilisé des filtres interférentiels, les pertes de lumière seront donc moins importantes du fait que ces filtres ont un facteur de transmission notablement supérieur à celui du monochromateur.

Les filtres interférentiels que nous avons utilisé sont du type multidiélectriques. Les caractéristiques données par le constructeur s'appliquent au cas où un faisceau parallèle de lumière tombe normalement sur le filtre; lorsque la lumière tombe sous un angle θ par rapport à la normale, la longueur d'onde centrale λ_o varie d'une quantité $\Delta\lambda$ telle que (58) :

$$\Delta\lambda = 1/2\ P\ \lambda_o\ \theta^2 \qquad [49]$$

où P est une constante qui dépend de la structure du filtre ($\simeq$ 0,55 ici).

Tant que θ est faible, la forme de la courbe de transmission du filtre ne varie pratiquement pas. Si un faisceau de lumière de demi-angle au sommet θ arrive sur le filtre, la longueur d'onde centrale devient :

$$\lambda = \lambda_o - 1/2\ \Delta\lambda \qquad [50]$$

Par ailleurs, la largeur à mi-hauteur de la bande passante s'écrit :

$$\delta\lambda = \delta\lambda_o + \Delta\lambda \qquad [51]$$

Ces relations ont été appliquées aux différents filtres interférentiels utilisés. Il s'en suit que si l'on veut exploiter correctement les propriétés des filtres interférentiels l'angle d'attaque du faisceau doit être inférieur à 10°.

Nous avons également utilisé des filtres passe-bande et passe-haut lors d'expériences effectuées sur les molécules; ces filtres servent à isoler un système de bande particulier.

2.1.7. LA CHAINE ELECTRONIQUE

2.1.7.1. Les détecteurs

2.1.7.1.1. Le multiplicateur d'électrons

Les électrons diffusés sont,après analyse, détectés par un multiplicateur tubulaire Radiotechnique (type 318 BL); pour produire une émission secondaire, l'énergie des électrons doit être au minimum d'environ 20 eV.

La haute tension est choisie de telle sorte que toutes les impulsions produites par le multiplicateur soient, après amplification, au dessus du seuil du discriminateur. Ces impulsions sont indépendantes de la pression ambiante, pourvu qu'elle n'excède pas 5.10^{-4} torr.

Le bruit de fond propre du multiplicateur tubulaire est faible, de l'ordre de quelques impulsions par minute, soit environ 10^{-20} A.

2.1.7.1.2. Le photomultiplicateur

Les photons sont détectés individuellement par un photomultiplicateur classique. Nous avons utilisé les tubes R T C type 56 D U V P 03 ou 56 T V P 03 qui permettent de couvrir le domaine de longueur d'onde compris entre 2000 Å et 8000 Å. Les fluctuations de temps de transit des photons dans ces tubes sont faibles (0,5 ns).

Le bruit de fond du photomultiplicateur est ici un paramètre important car il contribue à augmenter le nombre de coïncidences accidentelles, donc à diminuer le rapport signal sur bruit. Ce bruit de fond a pour origine les électrons thermiques émis par la photocathode; le bruit dû aux dynodes ayant une amplitude plus faible peut être éliminé par réglage du seuil d'entrée de l'électronique. Le rapport signal sur bruit est maximisé en ajustant la tension de l'électrode de focalisation du photomultiplicateur.

Le bruit de fond propre au tube 56 D U V P est, en moyenne , de 50 impulsions par seconde; un refroidissement de ce photomultiplicateur est donc inutile. Par contre, lorsque l'on utilise le tube 56 T V P, le nombre d'impulsions parasites recueilli par unité de temps est tel qu'un refroidissement est nécessaire; ceci est effectué en injectant sur la photocathode de l'air refroidi par passage dans un récipient contenant de l'azote liquide. Dans ces conditions, on ramène le taux de comptage parasite à une faible

valeur (100 - 200 c/s).

La répartition des tensions d'alimentation est linéaire de type A. Le photomultiplicateur est alimenté avec la photocathode à la masse et l'anode au + HT. Le choix de la haute tension de fonctionnement dépend du seuil du discriminateur; dans notre cas V_{HT}= 2100 v.

2.1.7.2. *Les préamplificateurs*

L'amplitude des impulsions issues des deux détecteurs est insuffisante pour attaquer directement les discriminateurs (sensibilité minimum : 100mV). L'amplification est obtenue par l'intermédiaire de préamplificateurs rapides de la S A I P (type PAR 1100) de gain 10, 100, 1000 commutable.

2.1.7.3. *Les discriminateurs*

Les amplitudes des impulsions provenant des détecteurs et des amplificateurs ne sont pas les mêmes. L'instant d'arrivée de ces impulsions est, dans notre cas, déterminé en utilisant des discriminateurs rapides. Cependant, le temps exact d'arrivée dépend évidemment du seuil de discrimination utilisé.

Les fluctuations de temps au déclenchement des discriminateurs contribuent au temps de résolution de l'ensemble du dispositif, d'où l'intérêt d'utiliser des détecteurs et des amplificateurs fournissant des impulsions à fronts raides. Les discriminateurs que nous avons utilisé sont de la S.A.I.P. (type MDR 40).

2.1.7.4. *Les circuits de mesure*

L'ensemble de mesure que nous utilisons est constitué d'un convertisseur temps-amplitude suivi d'un analyseur d'amplitude multicanal. Ce dispositif est d'une grande souplesse d'utilisation; dans une large gamme, les intervalles de temps de tous les couples électron-photon qui se présentent sont mesurés.

Par ailleurs, des échelles rapides de comptage permettent de tester les fréquences sur chaque "voie". Sur la "voie" des électrons, des spectres

de pertes d'énergies peuvent être obtenues directement sur enregistreur X - T par l'intermédiaire d'un tiroir ictomètre linéaire.

2.1.7.4.2 .Le convertisseur temps-amplitude

Le circuit de conversion temps-amplitude fonctionne de la manière suivante : chaque impulsion provenant d'un électron provoque la charge d'une capacité par l'intermédiaire d'un générateur à courant constant. La charge de la capacité est arrêtée par une impulsion provenant d'un photon. A la sortie, apparaît donc une série d'impulsions dont l'amplitude est proportionnelle au temps de retard des photons par rapport aux électrons. Si aucune impulsion provenant d'un photon n'arrive dans l'intervalle de temps affiché sur le convertisseur, celui-ci se remet automatiquement à zéro (sans signal de sortie).

Nous utilisons un convertisseur temps-amplitude de la S.A.I.P. (type M C T A 41). Cet élément offre une gamme étendue d'intervalles de conversion (de 0,05 à 100µs).

2.1.7.4.2. L'analyseur d'amplitude

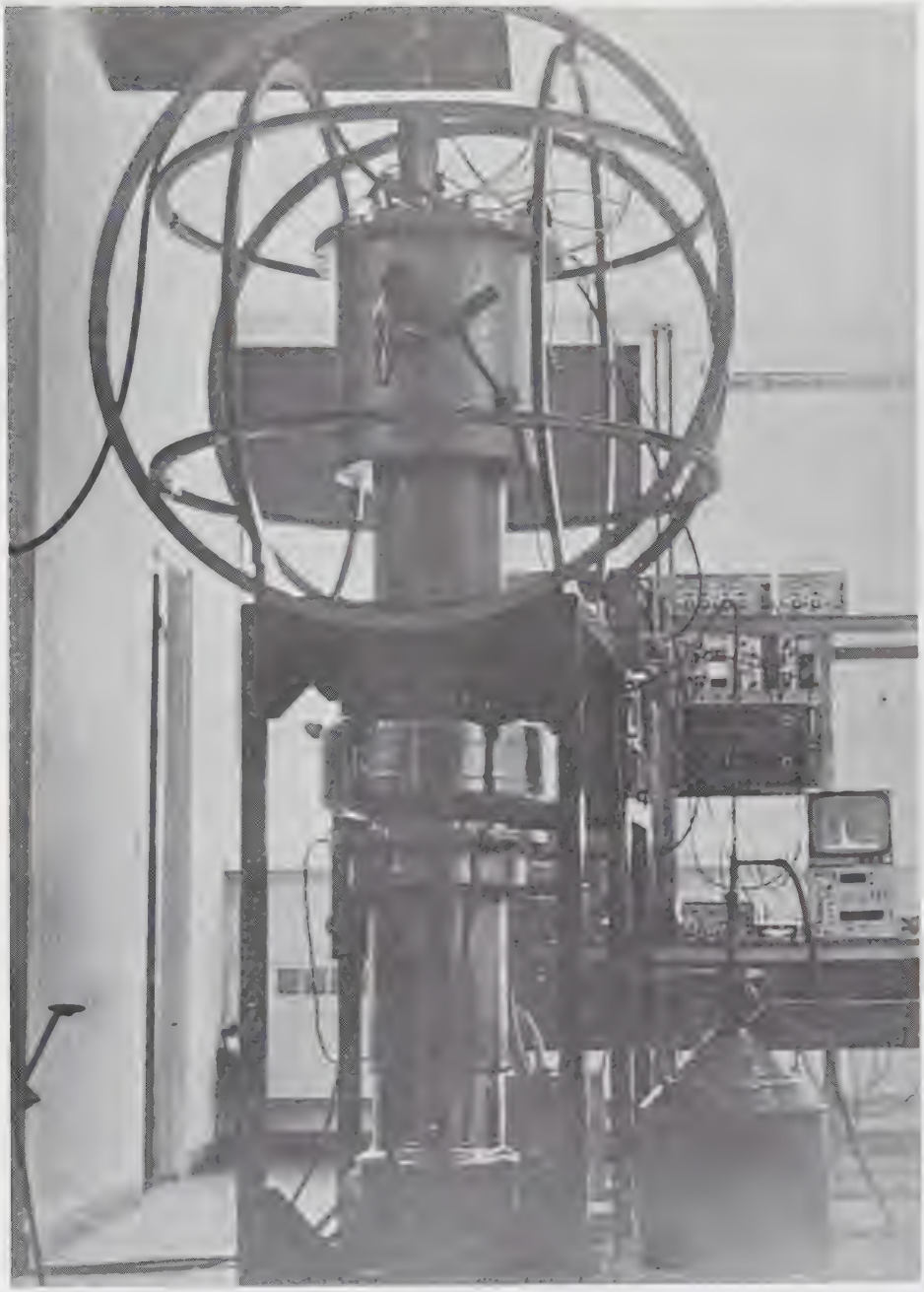
Les impulsions issues du convertisseur sont sélectionnées en amplitude à l'aide d'un analyseur multicanal. La nième canal correspond à un intervalle de tension compris entre V_n et $V_n + \Delta V_n$: si l'amplitude de l'impulsion d'entrée se trouve dans cet intervalle, on compte une unité dans ce canal particulier.

L'analyseur multicanal donne pour les coïncidences réelles un taux de comptage maximal; la position du "pic" de coïncidences réelles est déterminée en retranchant au retard introduit sur la"voie" des photons la différence de temps de transit entre les deux"voies".

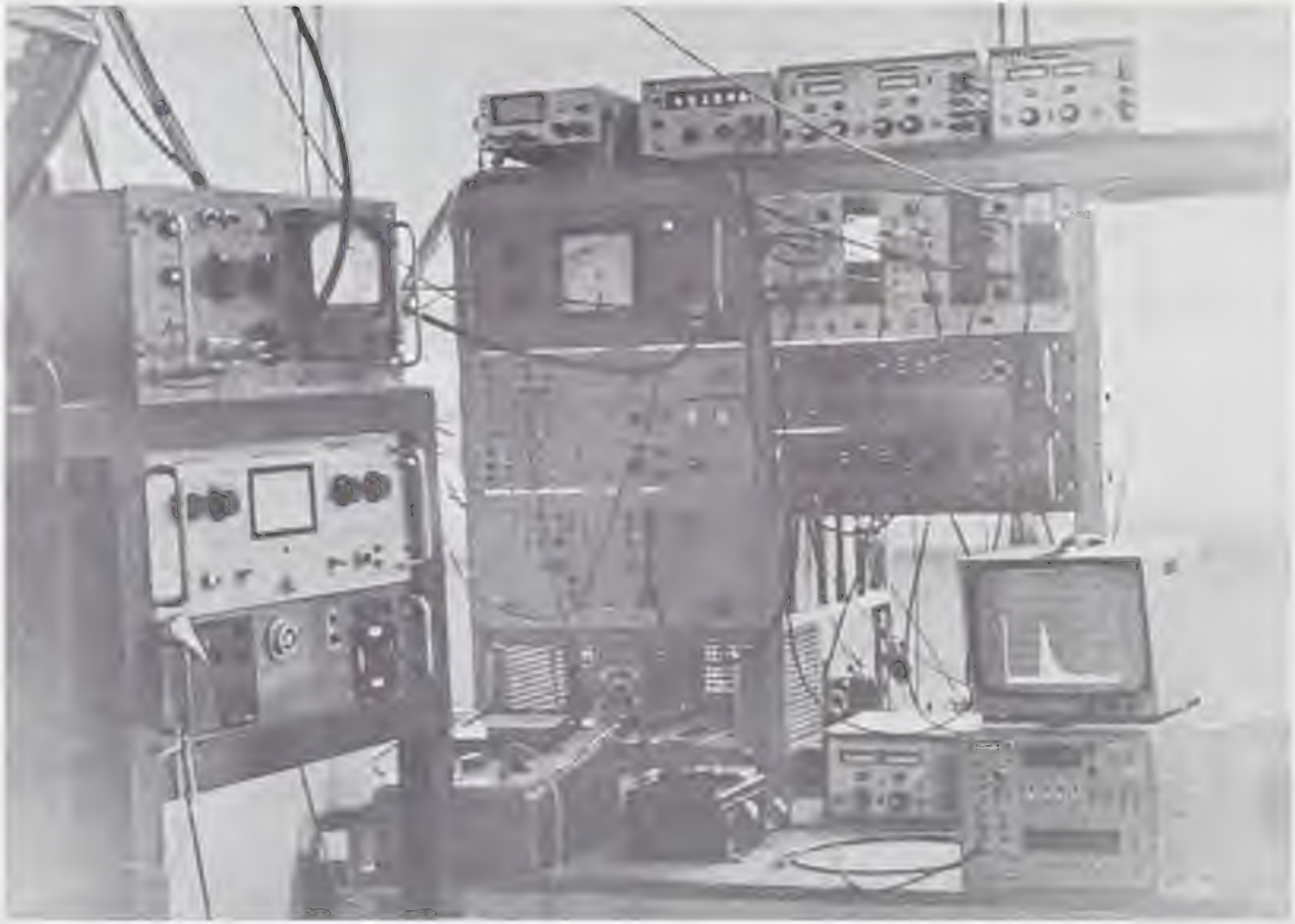
L'analyseur d'amplitude utilisé est de la S E I N (type SZ 402). Une visualisation permanente des spectres obtenus s'effectue sur un moniteur TV 625 lignes. Les informations contenues dans la mémoire du SZ 402 sont exploitées numériquement par une imprimante parallèle .

2.1.8. VUE GENERALE DU MONTAGE

Une vue d'ensemble du dispositif est donnée photos 9 et 10. Sur la photo 9 on distingue le groupe de pompage surmonté de l'enceinte à vide. La photo 10 porte sur les dispositifs de polarisation des différents éléments du montage et de traitement des impulsions. La courbe de durée de vie visible sur le moniteur T.V. est relative à un niveau du néon.



9 - VUE D'ENSEMBLE -



10 _ VUE D' ENSEMBLE _

2.2 TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Pour effectuer des mesures de sections efficaces de collisions et de durées de vie d'états excités il nous faut disposer d'un appareillage très stable. Pendant toute la durée des expériences, la pression dans la cible doit être stable, l'intensité du faisceau électronique doit rester constante. Ces conditions sont effectivement toujours remplies; le dégazage du montage est effectué à des pressions inférieures à 10^{-7} torr; lors d'une expérience, la pression du gaz et l'intensité du courant électronique délivré par le sélecteur sont régulièrement contrôlés; remarquons que le sélecteur fonctionne de façon continue, de telle sorte qu'il se trouve en état d'équilibre thermique; par suite le courant qu'il délivre est très stable.

Nous étudierons dans ce paragraphe les réglages préliminaires qui ont été effectué, en prenant comme gaz cible l'hélium, sur les "voies" électrons, photons et coïncidences.

2.2.1. "VOIE" ELECTRONS

Nous avons procédé à une étude de l'optique électronique en faisant varier les différents paramètres électriques du montage. Cette étude nous a permis d'obtenir les conditions suivantes de fonctionnement : l'intensité du faisceau électronique dans la région de collisions varie entre 10^{-8} A et quelques 10^{-9} A, la distribution en énergie étant alors respectivement de 60 et 30 meV.

Le dispositif est réglé de telle sorte que l'on puisse tracer, à énergie incidente fixe, le spectre d'énergie des électrons diffusés inélastiquement à un angle donné. Les électrons quittant la région de collisions sont accélérés jusqu'à l'analyseur, la tension d'accélération variant de façon continue; lorsque cette tension atteint une valeur correspondant à l'énergie du plus bas niveau excité de l'atome, les électrons qui ont excité ce niveau retrouvent leur énergie initiale et sont par la suite transmis par l'analyseur. On enregistre alors un "pic" sur le collecteur d'électrons.

De même, des pics apparaissent lorsque la tension d'accélération

prend des valeurs correspondant à des énergies d'états excités plus élevés en énergie. On obtient de cette façon un spectre de "pertes d'énergies" des électrons diffusés pour une énergie donnée des électrons incidents.

La figure 11 représente un spectre de pertes d'énergies relatif aux niveaux $n \geq 3$ de l'atome d'hélium. Ce spectre a été obtenu pour une énergie incidente de 30eV, à un angle de diffusion de 5°. Pour une dispersion en énergie de 60 meV les niveaux n = 3 sont encore relativement bien résolus, par contre il n'en est rien en ce qui concerne les niveaux n = 4 et plus. En l'absence de signal, le bruit de fond est en général de l'ordre de un à quelques coups à la seconde.

2.2.1.1. Influence de la pression

Le courant diffusé n'est proportionnel à la section efficace différentielle que s'il ne se produit dans le volume de collisions que des collisions simples.

Pour effectuer cette étude nous avons noté, pour une énergie incidente de 100 eV, la variation d'intensité du pic correspondant à la transition $1^1S \rightarrow 3^1P$ en fonction de la pression dans la cible.

Le résultat obtenu est reproduit figure 12. Le nombre d'électrons diffusés croît d'abord linéairement en fonction de la pression; c'est la zone pour laquelle il ne se produit que des collisions simples. Ensuite la courbe atteint une saturation qui peut être attribuée à des processus de doubles collisions.

Pendant toutes les expériences relatives aux mesures de sections efficaces nous n'avons pas dépassé la valeur de 6 mtorr pour la pression du gaz dans le jet atomique.

2.2.1.2. Correction angulaire

Si le volume de collisions dépend de l'angle de diffusion, des mesures d'intensité effectuées à différents angles ne peuvent être comparées entre elles. Le problème se complique encore du fait que la densité électro-

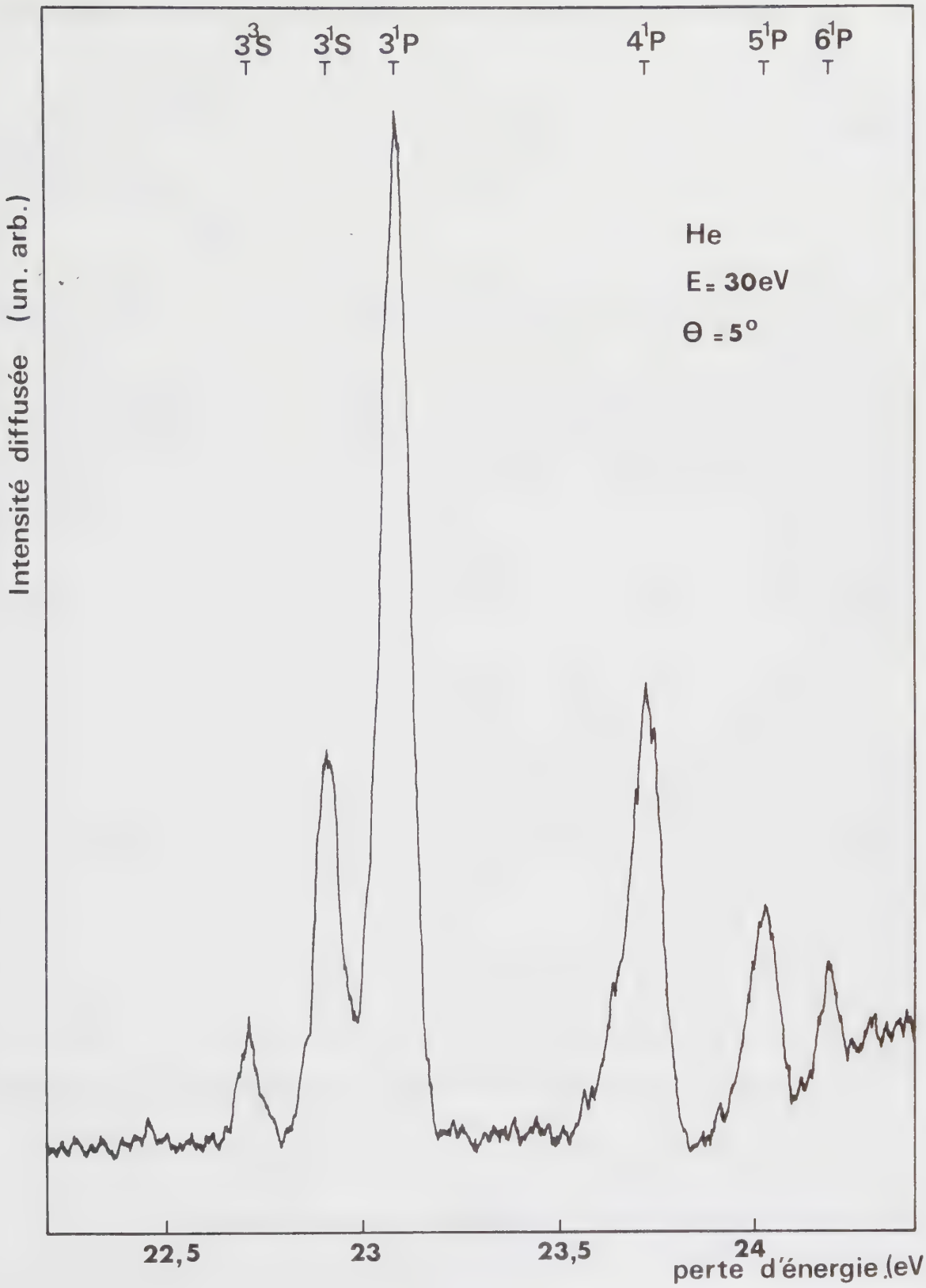
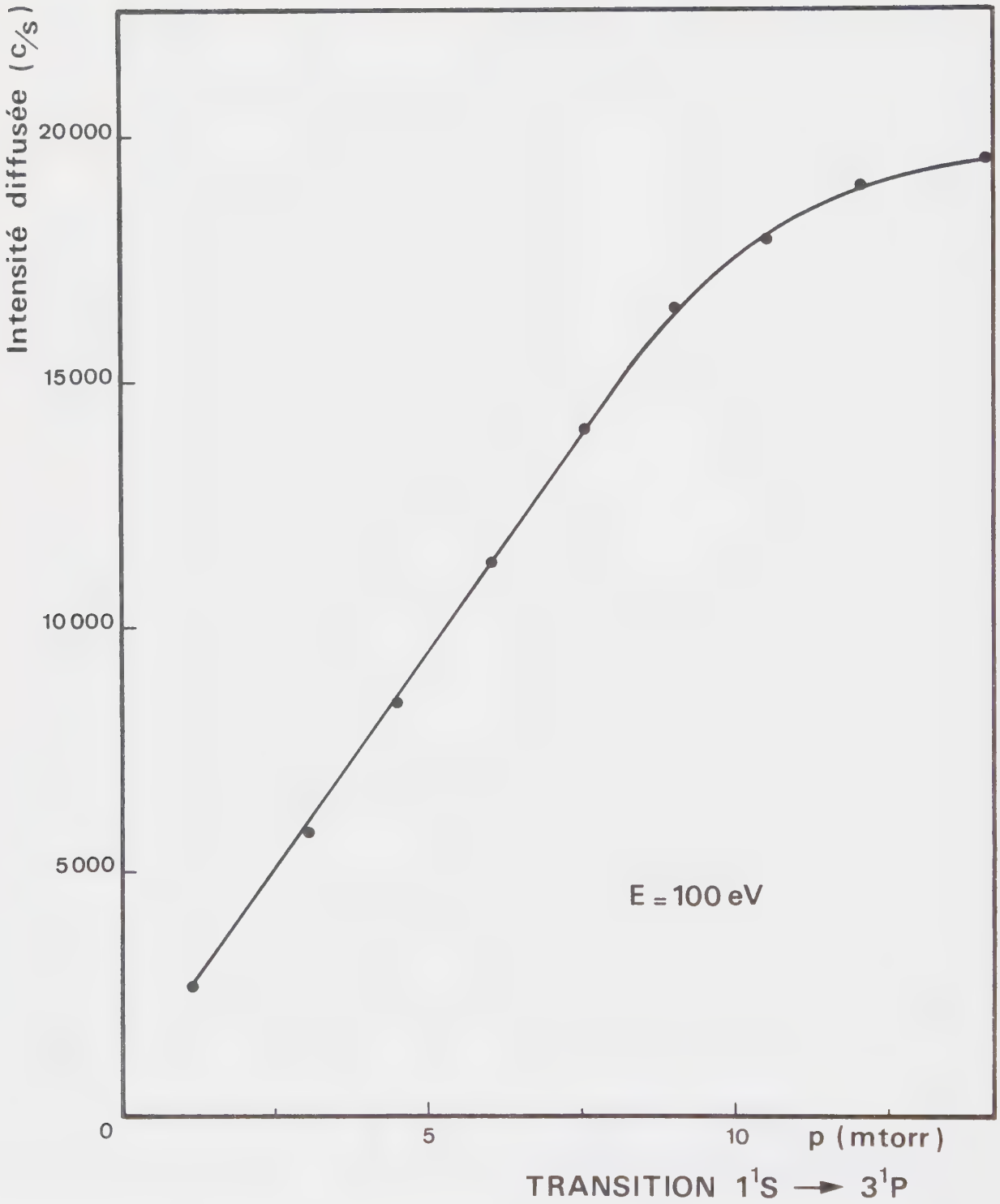


FIG.11 SPECTRE DE PERTES D'ENERGIES.



VARIATION DU NOMBRE D'ELECTRONS
EN FONCTION DE LA PRESSION.

FIG.12

nique du faisceau incident peut ne pas être uniforme.

Lorsque l'on utilise une chambre de collisions fermée, une correction peut être effectuée en multipliant l'intensité diffusée à chaque angle θ par $\sin\theta$, dans la mesure où θ est nettement supérieur à l'angle d'ouverture du faisceau.

Lorsque l'on utilise, comme c'est le cas ici, un jet moléculaire suffisamment fin la région de collisions demeure sensiblement constante.

Le comportement angulaire de l'appareillage a été étudié en traçant, pour une énergie des électrons de 100eV, la courbe de variation de l'intensité du pic correspondant à la transition $1^1S \rightarrow 2^1P$ en fonction de l'angle de diffusion (5 - 20°).

Cette courbe est alors comparée à celle obtenue par VRIENS (22) dans les mêmes conditions d'expérience .

2.2.1.3. Correction énergétique

L'énergie du faisceau d'électrons ne peut être directement obtenue par la tension appliquée entre la source et la zone de collisions. En effet, il est nécessaire d'effectuer une correction pour tenir compte des potentiels de contact.

En général, ces potentiels ne sont pas calculés mais déterminés expérimentalement. L'énergie des électrons incidents est obtenue ici en prenant comme référence l'énergie de seuil d'un processus inélastique mis en évidence par l'apparition des photons correspondants.

Nous avons étudié la transition : $4^3S \rightarrow 2^3P$ (4713 Å). Le filtre interférentiel utilisé, centré à 4712 Å, ne laisse passer que les photons correspondant à cette transition. Le seuil d'apparition des photons est déterminé avec précision et comparé à la valeur vraie du seuil pour ce processus; l'erreur effectuée sur l'échelle d'énergie est estimée à $\pm$ 0,100eV.

2.2.1.4. Transmission du dispositif d'analyse

Seule une fraction des électrons diffusés pour une perte d'énergie donnée est transmise par l'analyseur et détectée par le multiplicateur.

Dans la mesure où la distribution en énergie le permet, l'intensité diffusée détectée est directement proportionnelle à la section efficace différentielle d'excitation de l'atome (ou de la molécule) sur le niveau étudié. En pratique, sur un spectre de pertes d'énergies donné, la largeur des différents pics est constante; ceci fait que l'on peut considérer que les sections efficaces différentielles sont simplement proportionnelles aux amplitudes de ces pics (59).

On peut ainsi effectuer des mesures *relatives* de sections efficaces différentielles dans la mesure où les coefficients de transmission de l'analyseur et du détecteur d'électrons ne varient pas en fonction des conditions d'expérience.

Des études expérimentales (60) ont montré que l'efficacité de détection pour des électrons du multiplicateur tubulaire varie fortement en fonction de leur énergie. Dans notre expérience, les électrons ont dans l'analyseur une énergie fixe (correspondant à la tension appliquée entre la source et la fente d'entrée, aux potentiels de contact près), et ceci quels que soient les processus élastique ou inélastiques étudiés. Les électrons sont ensuite accélérés jusqu'au détecteur; celui-ci travaille à efficacité constante quelle que soit l'énergie des électrons incidents.

Pour ce qui concerne l'analyseur, un coefficient d'efficacité α égal à l'unité peut être obtenu en admettant dans l'analyseur des électrons d'énergie élevée. Par exemple, CHAMBERLAIN (24) lors de mesures absolues de sections efficaces pour l'excitation $1^1S \rightarrow 2^1P$ obtient $\alpha = 1$ pour des électrons dont l'énergie est de 20 eV. En contre-partie, la largeur à mi-hauteur du pic 2^1P est alors de l'ordre de 500 meV; une telle valeur de résolution ne peut être acceptée dans le cas général.

Lorsque la distribution en énergie est de l'ordre de 60 meV, comme c'est le cas ici, on peut s'assurer que le coefficient de transmission ne varie pas en fonction des conditions expérimentales en déterminant

les rapports de pics $n^1P/2^1P$ pour différentes valeurs de l'énergie des électrons. A un angle de diffusion de 6°, les valeurs obtenues sont comparées aux résultats expérimentaux obtenus par LASSETTRE (61) avec un appareillage différent. Les résultats sont en bon accord avec ceux donnés par cet auteur; le tableau I reproduit les valeurs des rapports obtenus pour une énergie incidente de 48 eV.

TABLEAU I - H_e

$n^1P/2^1P$	n = 3	n = 4	n = 5
Présent travail	0,207 ± 0,005	0,084 ± 0,005	0,044 ± 0,004
LASSETTRE (61)	0,205 ± 0,004	0,081 ± 0,005	0,043±0,003

2.2.1.5. Etalonnage

Pour effectuer des mesures absolues de sections efficaces différentielles par la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés on peut déterminer toutes les quantités apparaissant dans la relation (4). De telles mesures n'ont été effectuées que par CHAMBERLAIN (24) lors d'études sur l'hélium.

Une technique couramment utilisée pour donner les valeurs de sections efficaces en unités absolues consiste à mesurer le rapport du courant diffusé au courant incident et à normaliser soit à une section efficace théorique pour une énergie telle que l'approximation de BORN est pleinement valable, soit à une section efficace expérimentale connue d'un gaz particulier.

Disposant à ce jour des mesures absolues de CHAMBERLAIN sur l'hélium, nous avons opéré de la manière suivante : à un angle de diffusion de 5°, nous avons déterminé la variation d'intensité du pic correspondant à la transition

$1^1S \rightarrow 2^1P$ en fonction de l'énergie incidente (50 - 200 eV);la courbe obtenue est directement comparée à celle déterminée expérimentalement par CHAMBERLAIN dans les mêmes conditions d'expérience. On obtient ainsi une "fonction d'appareillage" qui, d'une part, tient compte de la variation du courant incident en fonction de l'énergie des électrons (la transmission du dispositif d'analyse est constante) et, d'autre part, permet le passage en unités absolues. En opérant de cette façon nous ne sommes pas tenu d'effectuer des mesures (toujours délicates) du courant incident à énergie donnée.

La connaissance de cette fonction d'appareillage est suffisante pour effectuer des mesures de sections efficaces différentielles absolues par la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés. Nous utiliserons cet étalonnage pour étudier quelques transitions dans les molécules O_2 et CO.

2.2.2. *"VOIE" PHOTONS*

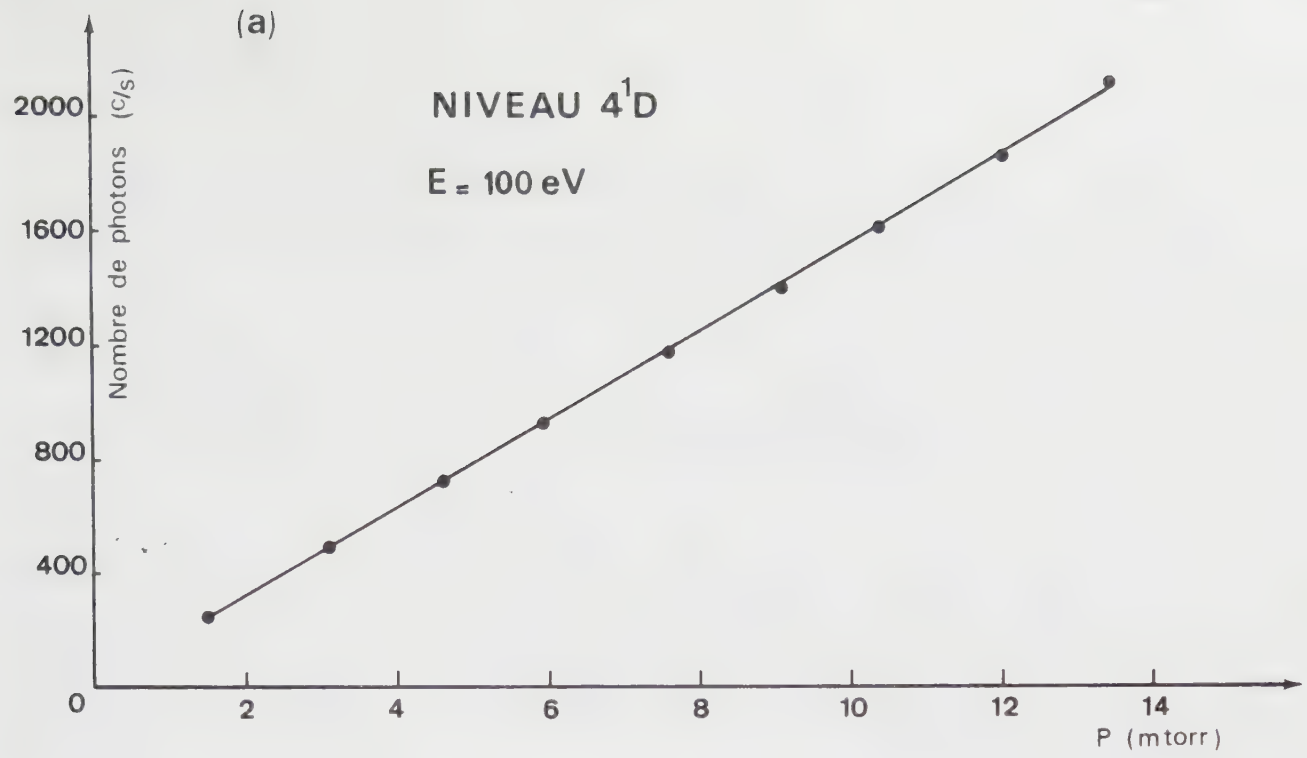
Sur cette "voie" sont sélectionnés les photons correspondant à la désexcitation du niveau étudié vers un niveau d'énergie plus faible. Les processus de cascades et éventuellement les processus secondaires (auto-absorption de raies de résonance, désexcitation collisionnelle) contribuent à modifier le nombre de photons recueilli par unité de temps; ceci fait que ce nombre n'est pas, à énergie incidente donnée, directement proportionnel à la section efficace totale d'excitation sur le niveau considéré.

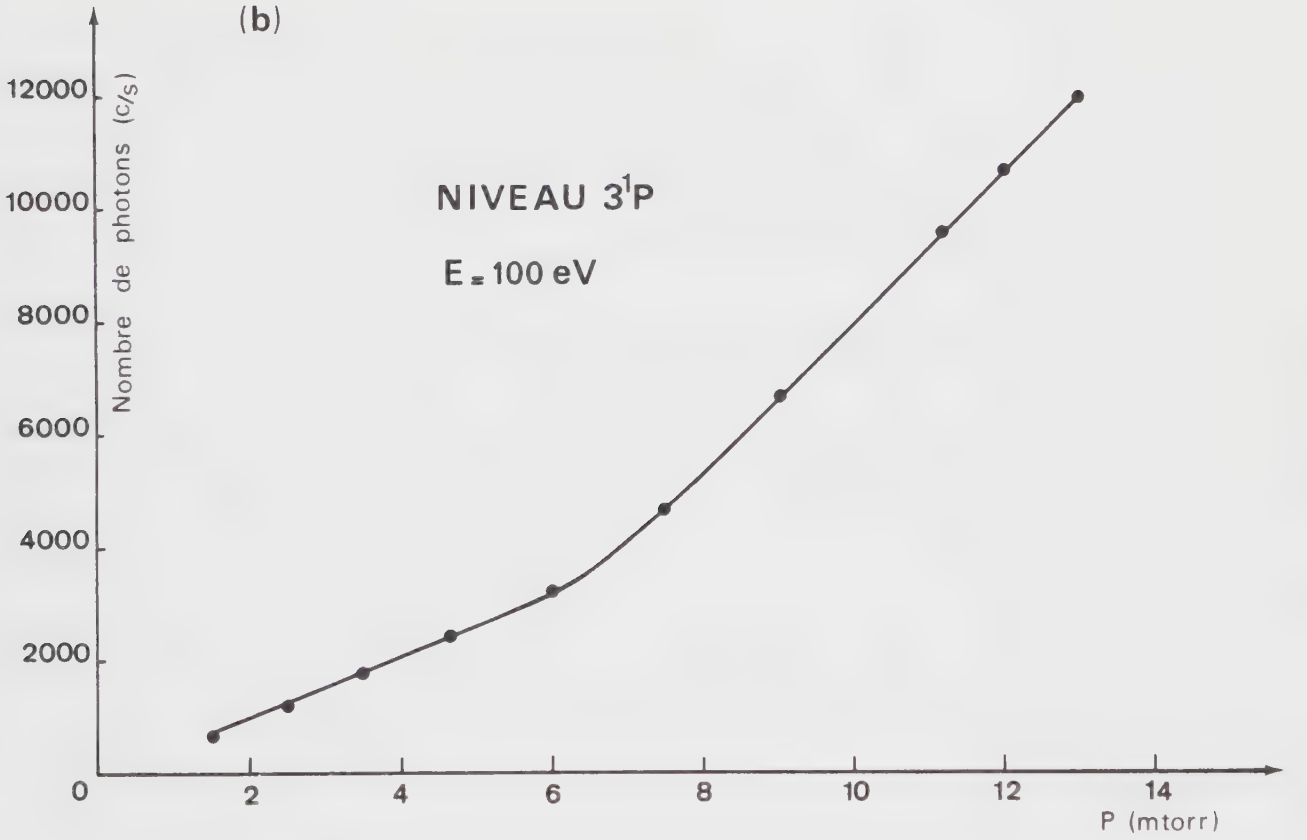
Nous avons vérifié que, à énergie donnée, le nombre de photons obtenu par unité de temps varie linéairement en fonction du courant électronique incident.

2.2.2.1. *Processus secondaires*

L'importance des processus secondaires tels que l'auto-absorption de raies de résonance et la désexcitation par collisions dépend de la technique expérimentale utilisée.

Ces processus peuvent être mis en évidence par l'étude, à énergie incidente donnée, de la variation du nombre de photons détecté par seconde





He VARIATION DU NOMBRE DE PHOTONS
EN FONCTION DE LA PRESSION.

FIG.13

en fonction de la pression de cible. Nous avons effectué cette étude pour les transitions suivantes, qui seront par la suite utilisées lors de mesures de sections efficaces :

$3^1P \rightarrow 2^1S$ (5016 Å) , $4^3S \rightarrow 2^3P$ (4713 Å)
$4^1S \rightarrow 2^1P$ (5048 Å) , $5^1D \rightarrow 2^1P$ (4388 Å)
$4^1D \rightarrow 2^1P$ (4922 Å) , $5^1S \rightarrow 2^1P$ (4437 Å)

Les résultats obtenus sont reproduits figure 13. Dans un domaine de pression compris entre 1 et 15 mtorr, le nombre de photons détecté croît linéairement en fonction de la pression pour toutes les transitions précitées, sauf pour $3^1P \rightarrow 2^1S$. Nous avons par exemple reproduit figure 13(a) la variation relative à la transition $4^1D \rightarrow 2^1P$.

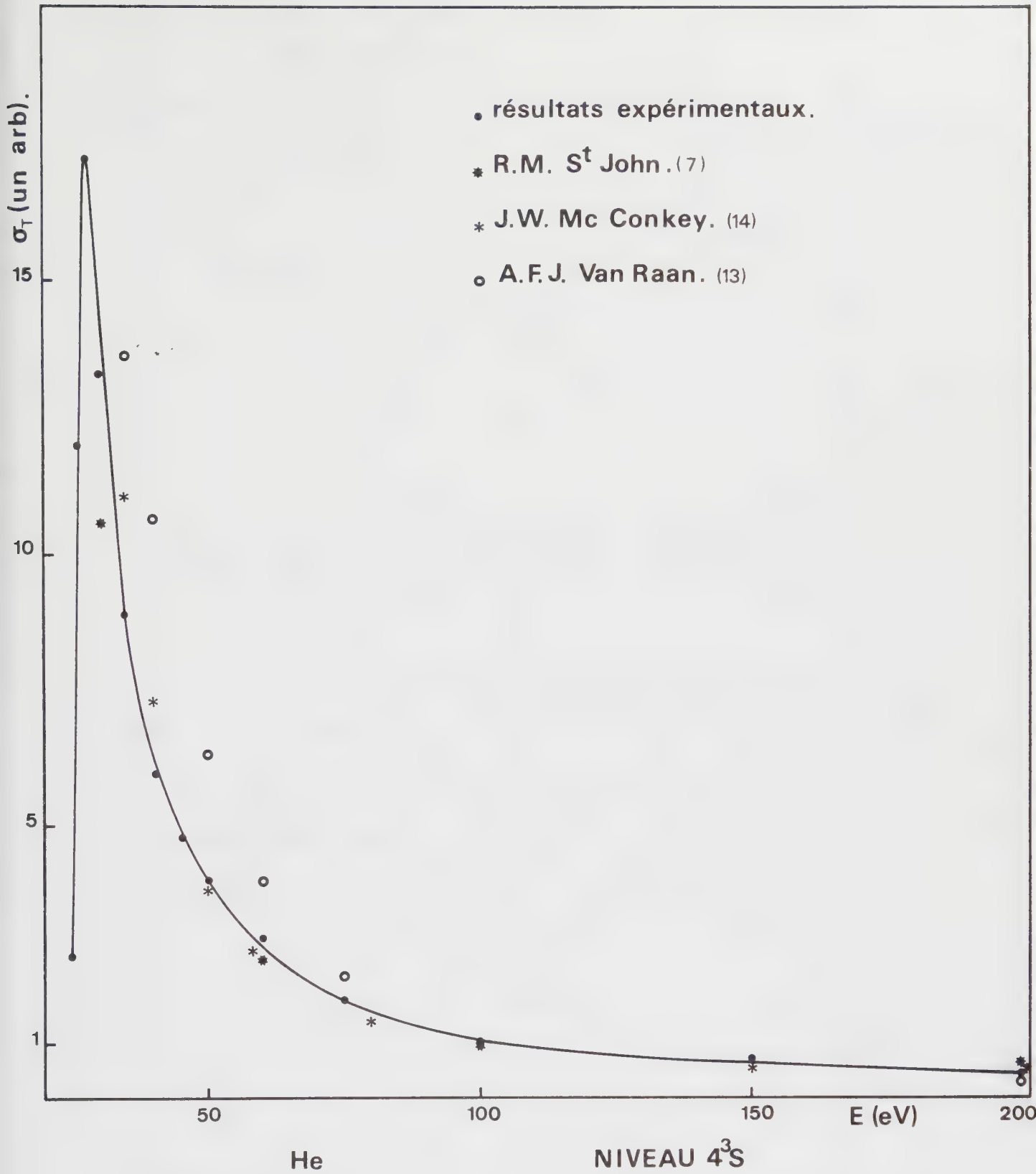
Pour la transition $3^1P \rightarrow 2^1S$ (figure 13b) la variation est linéaire jusqu'à 6 mtorr; les expériences de sections efficaces pour le niveau 3^1P devront être effectuées à une pression inférieure à cette valeur. L'augmentation rapide du nombre de photons détecté par seconde au-delà de 6 mtorr s'explique par l'absorption de la raie de résonance $3^1P \rightarrow 1^1S$.

2.2.2.2. Courbes de sections efficaces totales

Nous avons testé la "voie" des photons en traçant pour les transitions précédentes, à une pression de 2 mtorr dans la cible, les courbes de variations du nombre de photons recueilli par unité de temps en fonction de l'énergie incidente (25 - 200 eV).

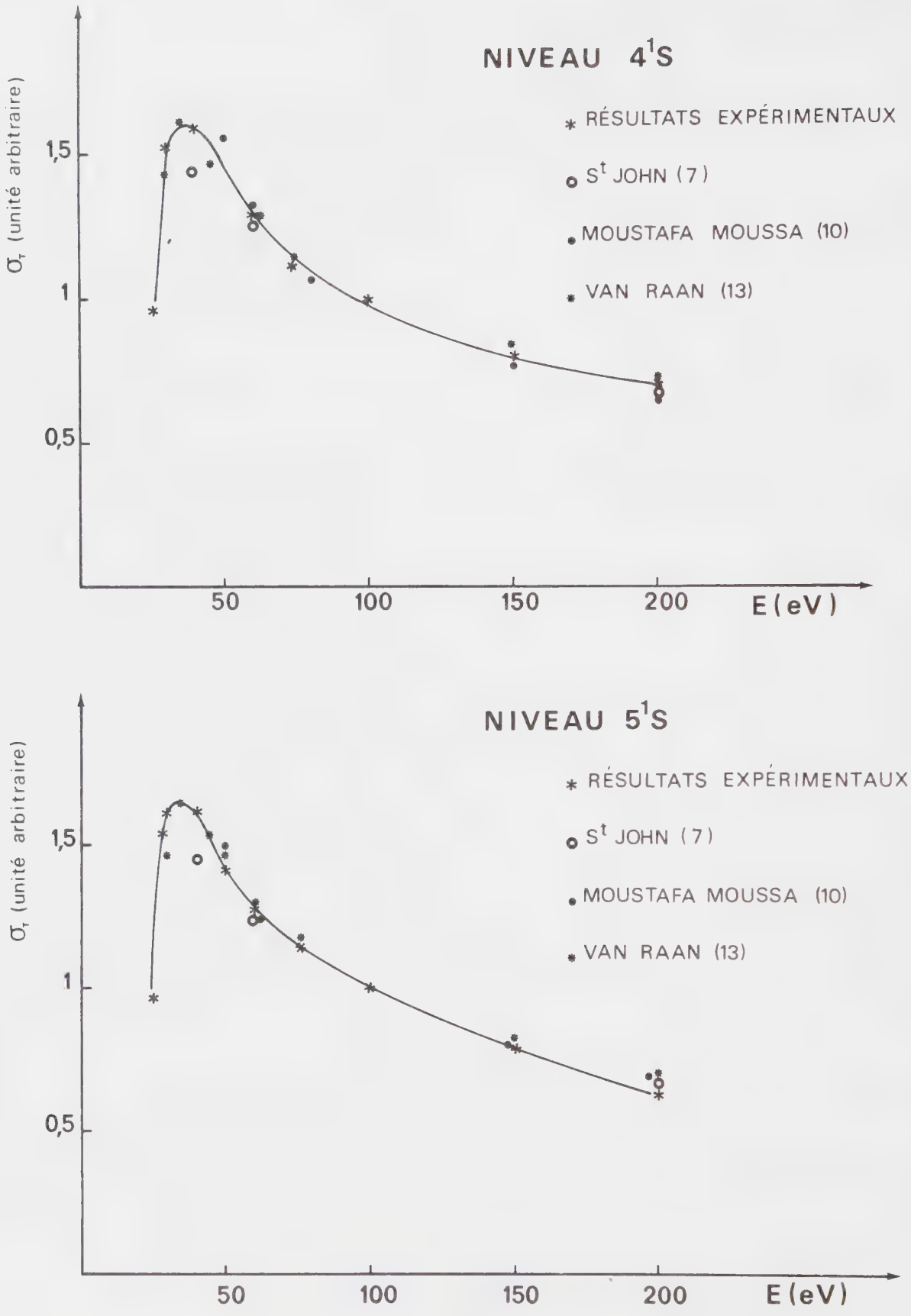
L'énergie étant supérieure à celle des seuils, les désexcitations en cascades à partir de niveaux supérieurs contribuent à augmenter le nombre de photons détectés; pour pouvoir comparer nos résultats à ceux d'autres auteurs, nous avons apporté une correction tenant compte de ces processus à partir des valeurs de probabilités de transition de WIESE (62) et à partir des valeurs absolues de sections totales calculées par BELL (63), pour les niveaux ≥ 5.

Les résultats obtenus sont présentés figures 14, 15 et 16 où ils sont comparés à ceux d'autres auteurs (7) (10) (13) (14). L'accord



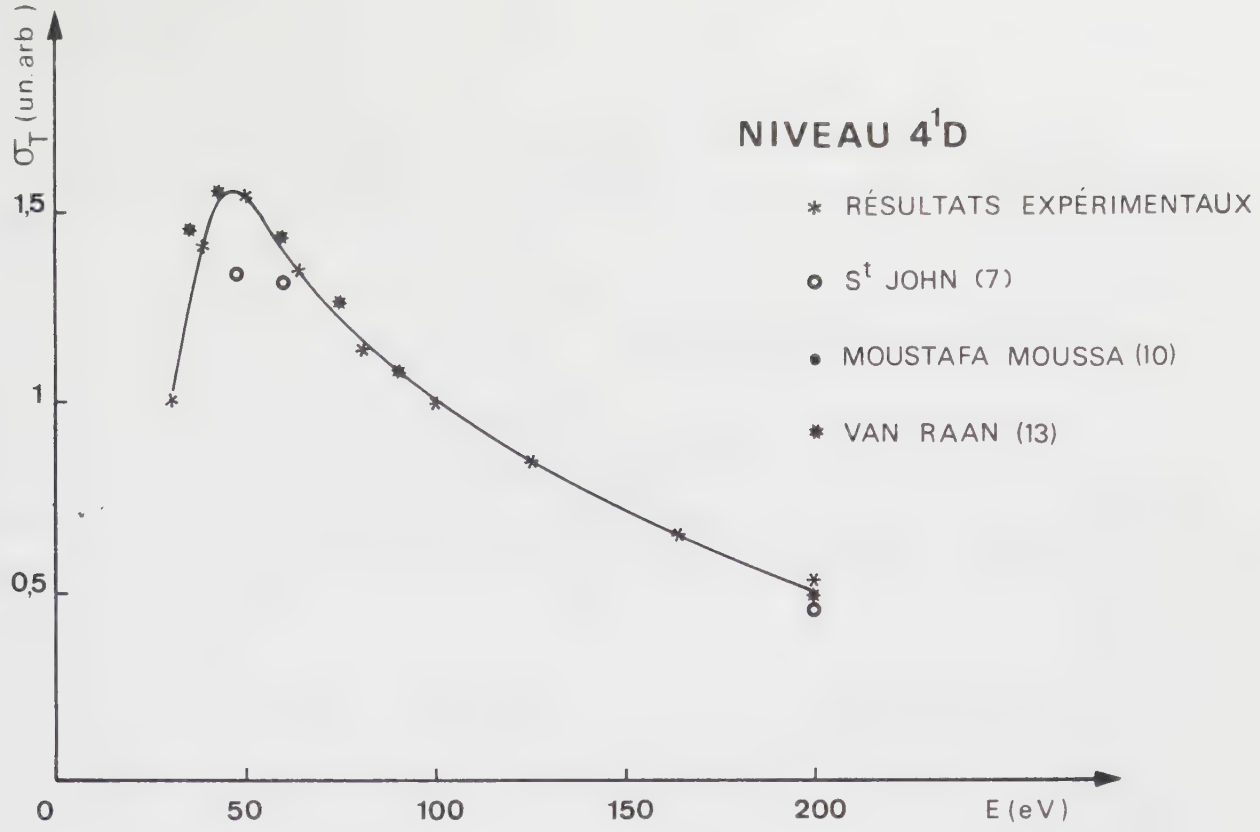
Variation de la section efficace totale
en fonction de l'énergie.

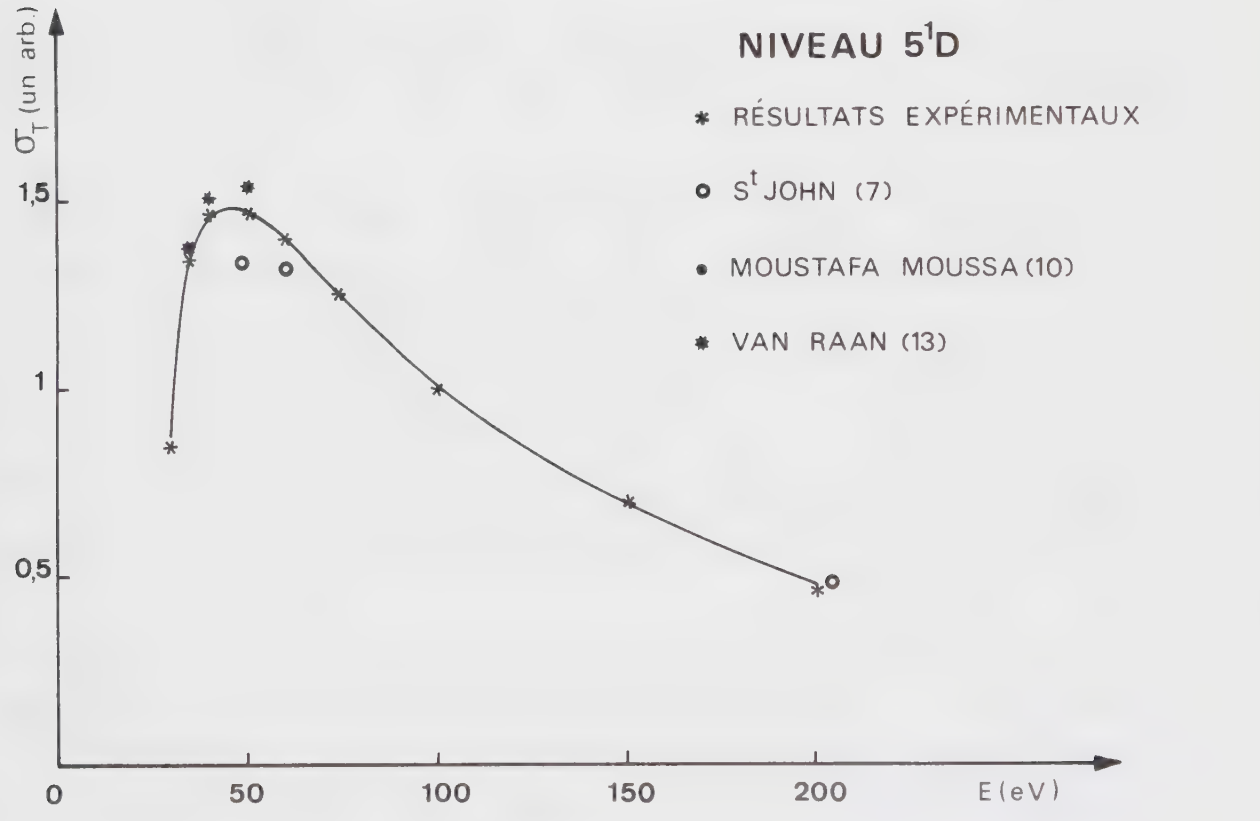
FIG.14



He Variations de sections efficaces totales en fonction de l'énergie.

FIG.15





He Variations de sections efficaces totales en fonction de l'énergie.

FIG.16

quant à la forme des courbes est satisfaisant, ce qui traduit le bon comportement de la "voie" des photons.

2.2.3. *"VOIE" COINCIDENCES.*

Pour effectuer des mesures de durées de vie, il nous faut étalonner les circuits électroniques en temps; la linéarité de ceux-ci doit être bonne; en effet, il est important que la largeur en temps des canaux de l'analyseur d'amplitude soit partout la même sous peine de perturber les spectres de coïncidences.

Nous avons effectué les premiers essais de mesures de coïncidences sur le niveau 3^1P de l'hélium. Ce niveau a été choisi car, de la courbe de coïncidences obtenue, il est possible de tirer des renseignements concernant les perfomances du dispositif utilisé.

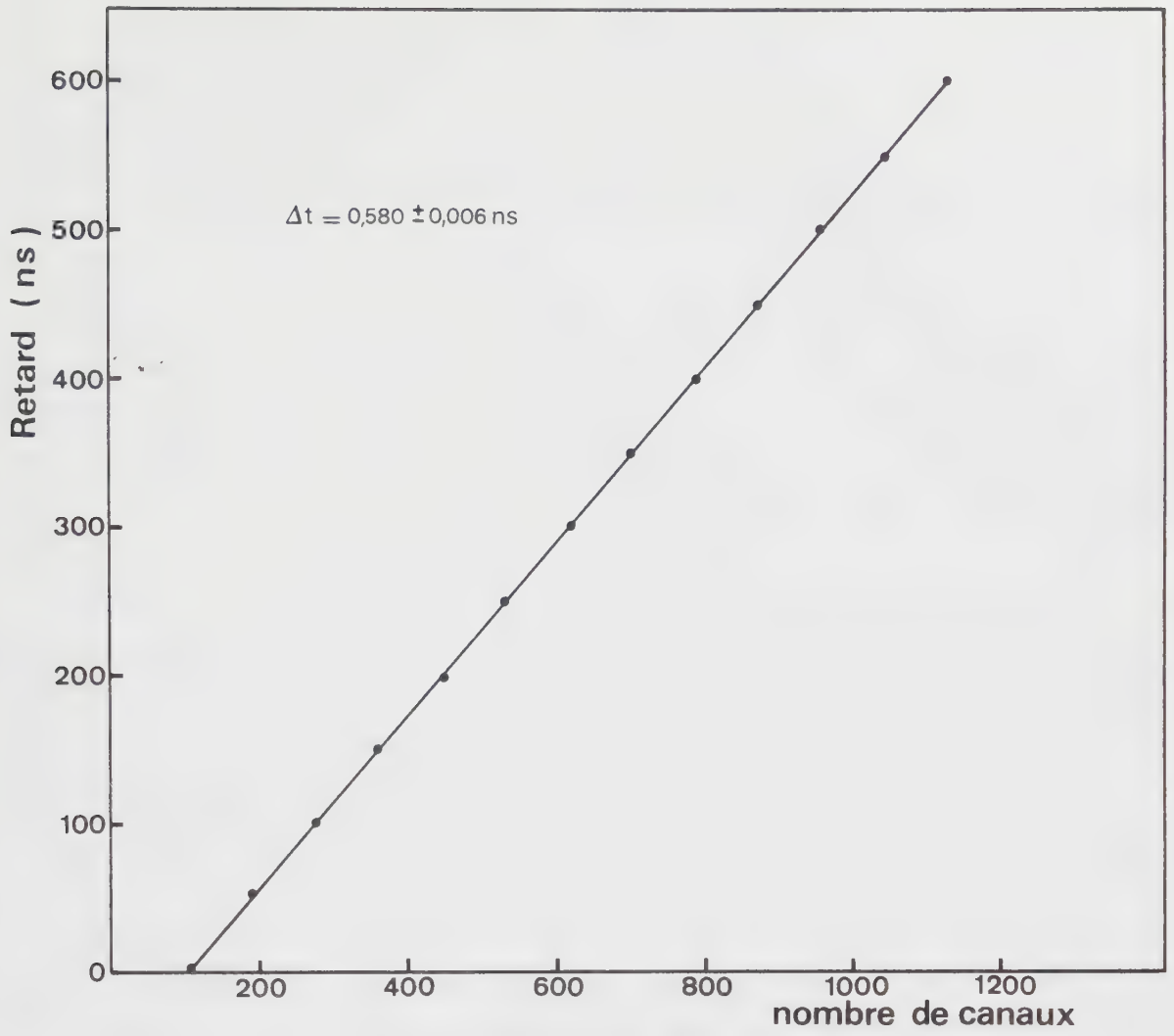
Par ailleurs, les mesures sur ce niveau permettent, lors de l'étude de sections efficaces différentielles, d'étalonner l'appareillage en absolu.

2.2.3.1. *Calibration en temps*

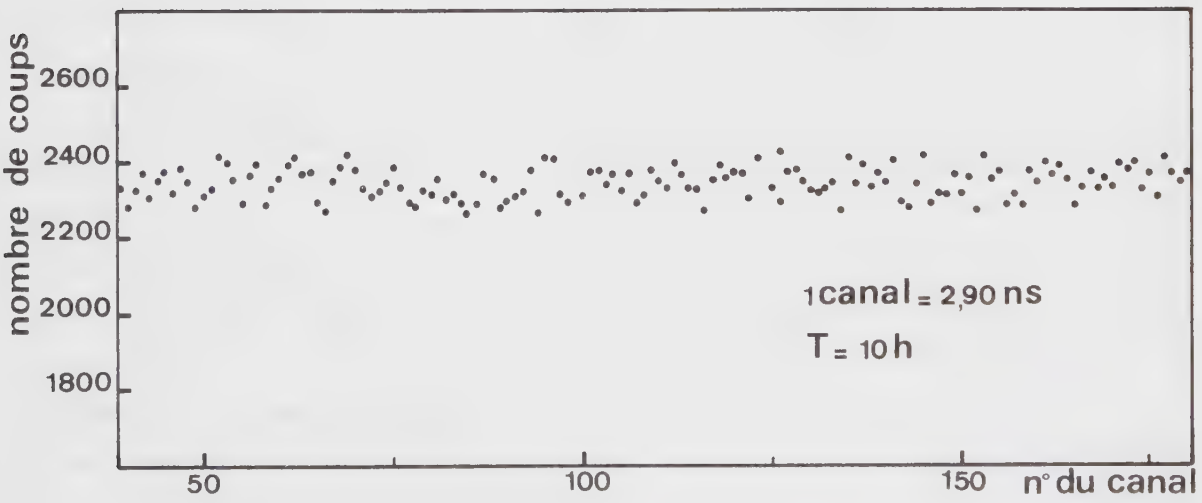
Les durées de vie sont mesurées par un certain nombre de canaux de l'analyseur d'amplitude. Pour déterminer la largeur Δt d'un canal, on opère de manière classique : les impulsions issues d'un générateur attaquent, d'une part, l'entrée "DEPART" du convertisseur temps-amplitude et, d'autre part, l'entrée "ARRET" après avoir été retardées par un cable calibré. Ces impulsions produisent un "pic" dans l'analyseur; on fait varier le retard pas à pas de façon à explorer toute la gamme de l'analyseur d'amplitude.

La figure 17(a) reproduit la variation de la position de ce "pic" en fonction du retard. Les points expérimentaux se répartissent sur une droite dont la pente mesure la largeur en temps Δt d'un canal; l'erreur sur Δt est prise égale à 1%. Remarquons que cette erreur limite la précision sur la durée de vie, quelle que soit la durée de l'expérience.

Des mesures effectuées à plusieurs mois d'intervalle ne mettent pas en évidence de dérive sur Δt .



(a) Etalonnage en temps.



(b) Spectre de bruit

FIG.17

2.2.3.2. *Défauts de linéarité*

Un couple électron-photon séparé par un intervalle de temps t_i donnera une impulsion dans le ième canal de l'analyseur d'amplitude; soit N_i le nombre d'impulsions comptées dans ce canal.

Lorsque la largeur en temps des canaux Δt n'est pas parfaitement constante sur toute la gamme explorée, on dit que les circuits électroniques (convertisseur temps-amplitude, analyseur multicanal) présentent des défauts de linéarité; la dispersion du contenu N_i des canaux est alors supérieure aux fluctuations statistiques attendues $N_i^{1/2}$.

Nous avons vu au paragraphe précédent que la variation du numéro du canal en fonction du retard est linéaire, le dispositif de mesure possède donc une bonne linéarité.

On peut tester la linéarité d'un convertisseur temps-amplitude suivi d'un analyseur multicanal en attaquant les voies "DEPART" et "ARRET" du convertisseur par des impulsions relatives à des particules non corrélées et en enregistrant sur l'analyseur le spectre d'amplitude aléatoires obtenu (64). Si la linéarité du système est parfaite, les amplitudes des impulsions sont uniformément réparties dans le domaine à tester et les canaux de l'analyseur sont uniformément remplis (au bruit statistique près).

En pratique, l'enregistrement observé sur l'analyseur présente ce qu'on appelle un "spectre caractéristique". La variance calculée du contenu des canaux S^2 est supérieure à la variance statistique attendue m; ceci est dû à deux types de défauts :

- défauts de linéarité intégrale : le spectre caractéristique est une droite inclinée aux fluctuations statistiques près. Nous verrons que, dans notre cas, ce genre de défaut est négligeable.
- défauts de linéarité différentielle : le spectre caractéristique présente des "pics" et des "creux" supérieurs aux fluctuations statistiques.

On peut écrire (64) :

$$S^2 = m + p^2 m^2 \qquad (52)$$

où le coefficient p caractérise le défaut de linéarité différentielle.

Nous avons effectué ce test en utilisant dans l'hélium les électrons relatif à la transition $1^1S \rightarrow 2^1P$ et les photons relatif à la transition $5^1D \rightarrow 2^1P$. Les taux de comptages sur les deux "voies" sont lors de cette expérience respectivement de 20 000 et de 1 000 coups par seconde. Le spectre de coïncidences obtenu est représenté figure 17 (b). On peut en déduire une valeur de p : $p \simeq 0{,}005$.

2.2.3.3. *Courbe de résolution*

Les différentes distributions de temps font que la courbe représentatrice de la fonction de transfert de l'appareil aura une largeur finie. C'est cette largeur que nous avons cherché à déterminer.

La courbe de résolution propre aux circuits électroniques (de l'entrée des discriminateurs à l'analyseur d'amplitude) peut être obtenue en attaquant ces circuits par un générateur d'impulsions rapides. La largeur à mi-hauteur de la courbe obtenue sur l'analyseur d'amplitude est alors de 2 ns.

2.2.3.3.1. Technique expérimentale

Pour déterminer le temps de résolution de tout le dispositif il suffit de chercher le spectre de coïncidences relatif à un niveau de faible durée de vie. Nous avons introduit dans la région de collisions de l'hélium à une pression de 2 mtorr et nous avons étudié le processus d'excitation :

$$He\ (1^1S) + e^- \rightarrow e^- + He\ (3^1P)$$

suivi de la désexcitation radiative $3^1P \rightarrow 2^1S$ (50 16 Å).
La transmission du filtre interférentiel utilisé est d'environ 3% à cette longueur d'onde. Ce filtre laisse passer également des photons correspondant à la transition $4^1S \rightarrow 2^1P$ (5048 Å). Cependant, ceci n'affecte en rien les mesures étant donné que l'analyseur d'électrons sépare bien les niveaux 3^1P et 4^1S. Les photons correspondant à la désexcitation de niveaux voisins du niveau 3^1P (3^1D, 3^3D et 3^3P) ne sont pas transmis au détecteur.

Le niveau 3^1P se désexcite également par émission de photons par la transition $3^1P \rightarrow 1^1S$ (537 Å). C'est une des raies ultra-violettes de l'hélium

qui est sujette à une forte auto-absorption; cette expérience doit donc être effectuée à faible pression dans le jet.

La section efficace pour la transition $1^1S \rightarrow 3^1P$ est importante à haute énergie et à faible angle de diffusion (23); ceci nous à conduit à choisir une énergie incidente de 80 eV, l'angle de diffusion est de 5°. La dispersion en énergie est, lors de cette étude, de 60 meV; l'énergie des électrons dans l'analyseur est de 5 eV.

2.2.3.3.2. Résultat

L'un des spectres de coïncidences obtenu à une pression de 2 mtorr est présenté figure 18; la largeur à mi-hauteur est de 7,5 ns. Ce spectre est dominé par la courbe de résolution de notre appareillage, la durée de vie du niveau 3^1P étant, à basse pression, de 1,73ns (62).

La courbe obtenue est bien représentée par une gaussienne; la légère dissymétrie observée peut être attribuée soit à la durée de vie finie du niveau étudié, soit au dispositif expérimental.

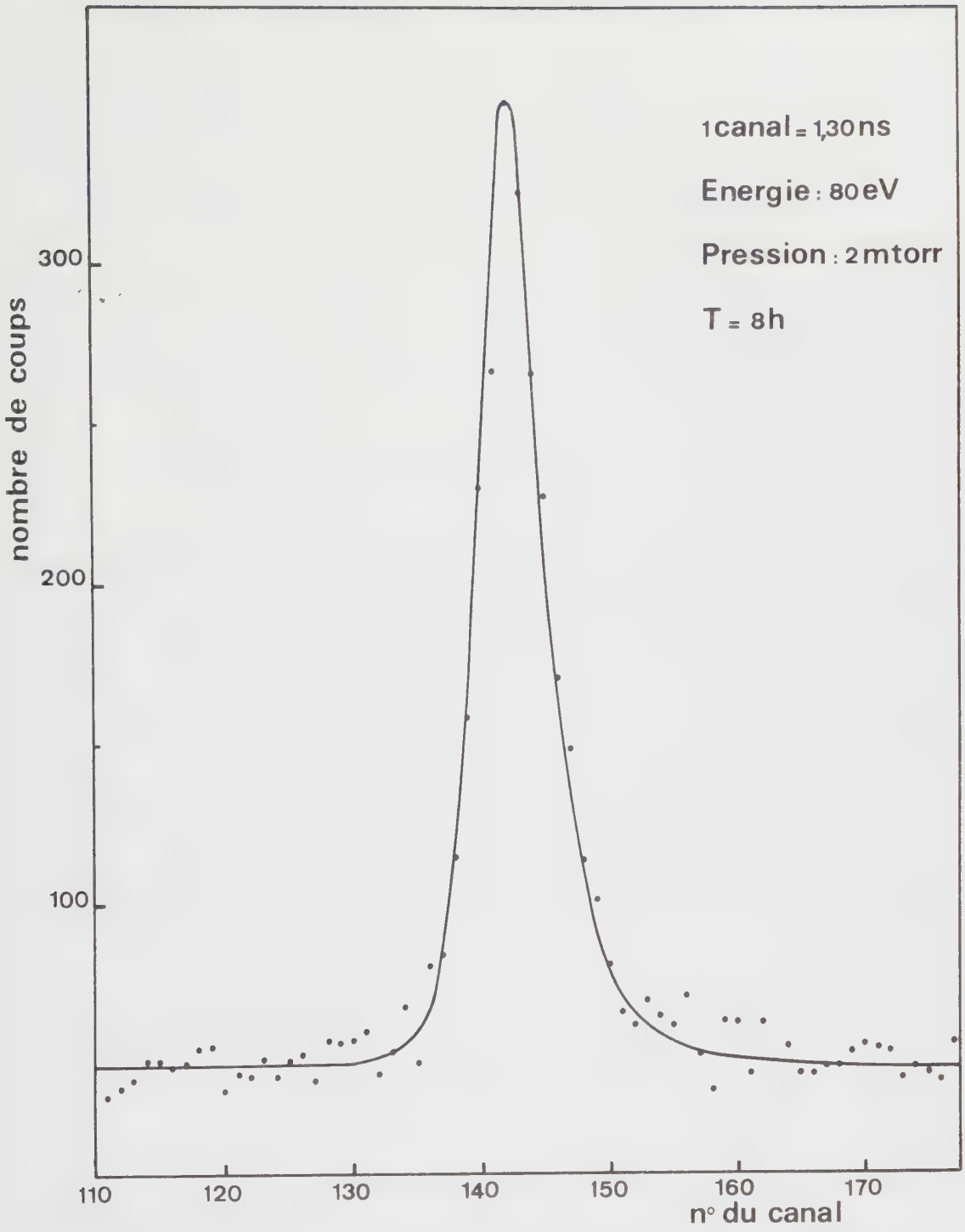
Pour l'obtention de ce spectre nous avons introduit un retard de 200ns sur la "voie" des photons. La différence de temps de transit entre les deux "voies est donc,dans les conditions expérimentales précitées, de 36 ns.

2.2.3.3.3. Influence de différents paramètres

Expérimentalement, nous pouvons déterminer l'incidence de la variation d'une part, de l'énergie des électrons incidents et, d'autre part, de l'énergie des électrons dans l'analyseur sur la courbe de résolution totale du dispositif.

- Dans la région de collisions

Pour une géométrie de jet donnée, la différence de temps Δt qui existe entre les électrons diffusés, suivant qu'ils proviennent d'un point ou d'un autre de la cible, varie comme $1/\sqrt{E}$, où E est l'énergie des électrons diffusés.



He NIVEAU 3^1P

FIG.18 SPECTRE DE COÏNCIDENCES.

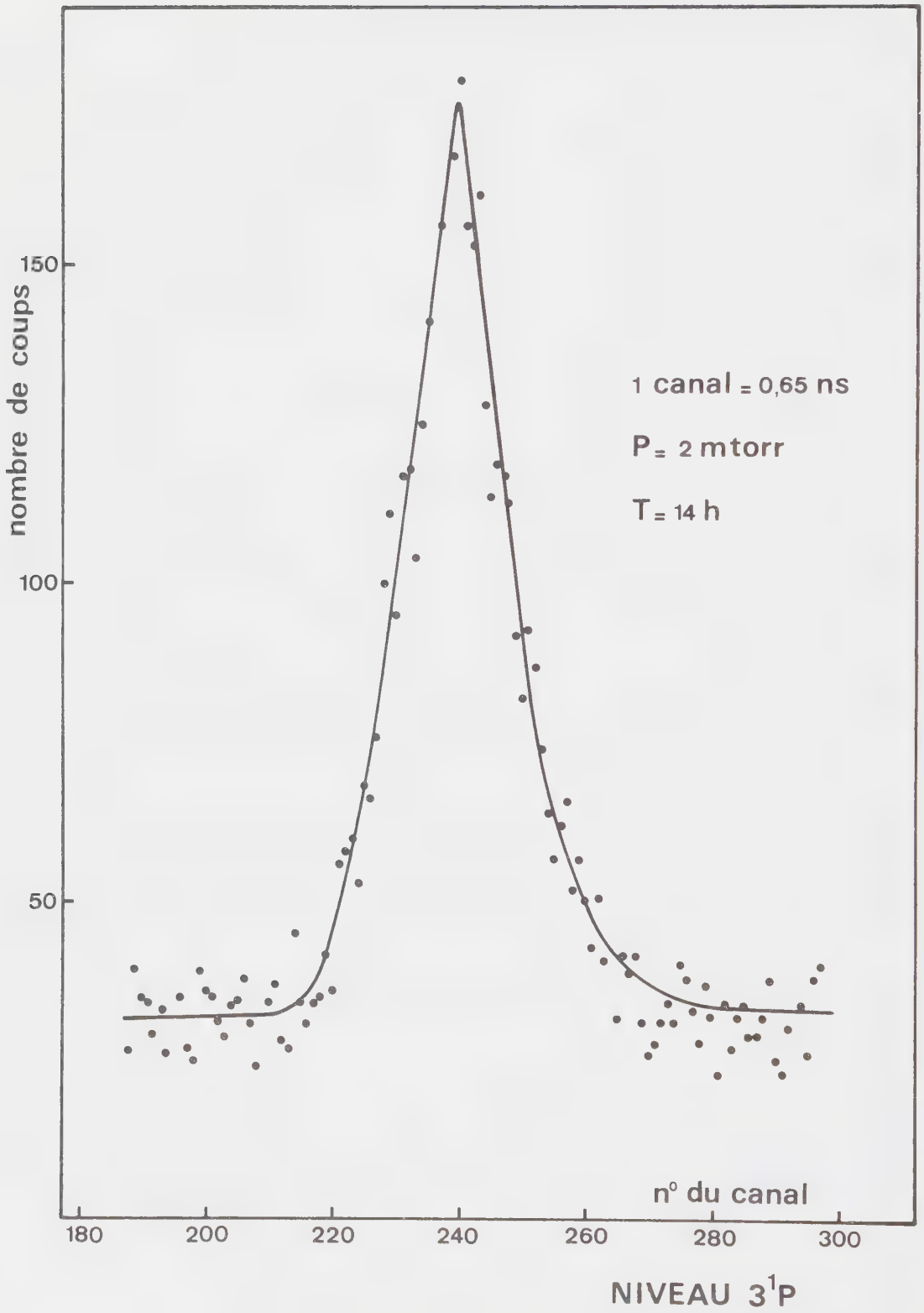


FIG.19 SPECTRE DE COÏNCIDENCES.

Nous avons déterminé, à basse pression dans le jet atomique, les courbes de résolution dans un domaine d'énergie compris entre 120 et 30 eV, l'énergie des électrons dans l'analyseur étant de 5 eV. Cette étude nous a montré que la largeur à mi-hauteur reste constante dans le domaine d'énergie considéré. Tout au plus, peut-on noter, lorsque l'on diminue l'énergie, une variation du numéro du canal central de la courbe. Les électrons étant moins énergétiques,la différence de temps de transit entre les deux "voies" augmente; par suite,pour un retard constant dans la chaine électronique, le décalage de zéro est plus faible. Les coïncidences apparaissent donc à des canaux plus proches du canal zéro de l'analyseur, c'est bien ce que l'on observe ici.

- Dans l'analyseur d'électrons

Les électrons sont décellérés à l'entrée de l'analyseur jusqu'à une énergie de l'ordre de quelques eV. Les fluctuations de temps de transit des électrons dans ce dispositif contribuent au temps de résolution de l'ensemble de l'appareillage; cette contribution doit être d'autant plus importante que l'énergie des électrons est faible.

Pour une énergie incidente de 80 eV, nous avons déterminé les courbes de résolution pour différentes énergies des électrons dans l'analyseur (1 à 8 eV). On note un élargissement de la courbe vers les basses énergies; par exemple, pour une énergie des électrons dans l'analyseur de 1 eV la largeur à mi-hauteur est de 11,70 ns (figure 19).

De plus, comme précédemment, les courbes se déplacent vers le canal zéro de l'analyseur d'amplitude lorsque l'on diminue l'énergie des électrons.

En conclusion, si l'on veut conserver un bon temps de résolution, il est préférable d'accepter dans l'analyseur des électrons dont l'énergie n'est pas trop faible, au risque d'accroître légèrement la dispersion en énergie.

2.2.3.4. Détermination expérimentale des efficacités de détection

Les efficacités de détection des deux "voies" sont dans la présente expérience définies comme suit :

- l'efficacité globale de la voie des photons ε_p est le produit des facteurs de transmission de tous les éléments de la voie des photons (miroir, guide, filtre interférentiel, photomultiplicateur).

- l'efficacité globale de la voie des électrons ε_e est le produit des facteurs de transmission de l'analyseur électrostatique, de l'optique et du multiplicateur tubulaire.

Nous avons utilisé les mesures en coïncidences sur le niveau 3^1P pour déterminer ε_e et ε_p. Les calculs sont ici facilités par le fait que, à haute énergie, on peut considérer que seule la transition qui nous intéresse est détectée. On utilise, pour ces calculs, les relations du paragraphe 1.3.2; les probabilités de transition sont tirées du catalogue de WIESE (62).

A basse pression dans la cible, pour une énergie incidente de 200 eV et une énergie des électrons dans l'analyseur de 5 eV, les taux de comptage sur les "voies" électrons et photons sont respectivement de 5 600 et 700 coups par seconde.

Les caractéristiques du "pic" obtenu sont alors les suivantes :

- Rapport : $N_1/N_2 \simeq 3$
- largeur à mi-hauteur : 7 ns
- largeur à la base : 18 ns

Le calcul donne alors :

$$\varepsilon_e = 3.10^{-4}$$

$$N\,(3^1P) = 1{,}9.\ 10^{-7} \text{ (par seconde)}$$

$$\varepsilon_p = 1{,}3\ 10^{-3}$$

Notons que l'efficacité de détection en électrons varie en fonction des conditions expérimentales utilisées. La valeur obtenue pour l'efficacité de détection en photons est petite; ceci s'explique par le fait que, pour la longueur d'onde correspondant à la transition étudiée, la transmission du filtre interférentiel est faible.

2.2.3.5. *Etalonnage*

A partir de mesures en coïncidences sur un niveau résolu par analyse électronique on peut étalonner la "voie" des coïncidences, c'est à dire relier le nombre de coïncidences obtenu par unité de temps à la section efficace différentielle absolue d'excitation de l'atome sur ce niveau.

L'étalonnage de la "voie" des électrons ayant été réalisé à partir de la transition $1^1S \rightarrow 2^1P$, il serait logique d'effectuer dans les mêmes conditions d'expérience les mesures en coïncidences sur le niveau 2^1P. Mais, pour les longueurs d'onde correspondant aux transitions $2^1P \rightarrow 2^1S$ (20581 Å) et $2^1P \rightarrow 1^1S$ (584 Å) l'efficacité de détection de la "voie" photons est nulle; de telles mesures ne peuvent donc être effectuées.

Par contre, les mesures sont possibles sur un autre niveau n^1P de l'hélium et, comme nous l'avons vu, en particulier sur le 3^1P. Or, il a été montré (61) (65) que, dans le domaine d'énergie considéré ici, la section efficace différentielle relative à la transition $1^1S \rightarrow 3^1P$ est reliée à la section efficace différentielle pour la transition $1^1S \rightarrow 2^1P$ par la relation : $\sigma 3^1P/\sigma 2^1P = 0{,}203$.

La "voie" des coïncidences peut de cette façon être étalonnée en unités absolues; remarquons que cet étalonnage est effectué pour une efficacité donnée de la "voie" des photons.

2.2.4. *TECHNIQUES DE MESURES*

2.2.4.1. *Section efficace différentielle*

La section efficace différentielle *relative* pour un processus d'excitation est déterminée de la façon suivante, pour une intensité incidente et une pression de cible données:

- Si le niveau est résolu par analyse électronique,on compte le nombre correspondant d'impulsions vraies recueilli par unité de temps sur la "voie" des électrons,

- Si ce n'est pas le cas, on compte le nombre de coïncidences réelles enregistré par unité de temps. Nous ne nous intéressons pas ici à la forme du "pic" de coïncidences; par suite une analyse systématique en amplitude des impulsions issues du convertisseur est inutile; on choisit une largeur en temps par canal telle que le "pic" apparait sur trois canaux de l'analyseur d'amplitude. Le nombre de coïncidences réelles est obtenu en retranchant au nombre total de coïncidences compté dans ces canaux celui des coïncidences accidentelles, calculé à partir de la moyenne des coïncidences apparaissant dans 40 canaux situés en dehors du "pic" de coïncidences.

2.2.4.2. Durée de vie

Lorsque la transition que l'on étudie à une durée de vie trop faible pour être mesurée par cette technique, on obtient la courbe de résolution P (t) de l'appareil (voir§2.2.3.3.).

Lorsque la durée de vie τ est mesurable, le photon de désexcitation a une probabilité W (t'). dt' d'apparaître à un instant t' après la formation de l'état. L'expérience donne alors une courbe N (t) de coïncidences retardées.

Si l'on prend l'origine des temps au centre de la courbe de résolution P(t), N(t) est donnée par l'intégrale de convolution :

$$N(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(t - t').\ W(t')\ dt' \qquad (53)$$

Lorsque l'on est en présence d'une seule décroissance exponentielle on peut écrire :

$$W(t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } t < 0 \\ \frac{1}{\tau}\ \exp(-t/\tau) & \text{pour } t > 0 \end{cases} \qquad (54)$$

Les équations (53) et (54) se traduisent par une courbe présentant d'un côté une montée rapide liée au temps de résolution du dispositif et, de l'autre côté, une décroissance exponentielle correspondant à la durée de vie du niveau étudié.

Les méthodes d'analyses relatives à ce type de courbe sont connues (66). Nous avons vu expérimentalement que la courbe de résolution est convenablement décrite par une gaussienne, soit :

$$P(t) = h\ \pi^{-1/2} \exp(-h^2\tau^2) \qquad (55)$$

où $\frac{\sqrt{2}}{h} = \tau_o$ est la largeur de la courbe à la hauteur $1/\sqrt{e}$.

Le calcul de l'intégrale de convolution peut être effectué (67) et donne :

$$N(t) = A + B\{1 + \mathrm{erf}\,(ht - 1/2h\tau)\} \exp(1/4\ h^2\ \tau^2 - t/\tau) \qquad (56)$$

où erf est la fonction d'erreur,
A est l'amplitude du fond de coïncidences accidentelles,
B est l'amplitude de la décroissance exponentielle.

Dans la mesure où l'on doit tenir compte de la courbe de résolution (τ voisin ou même inférieur à τ_o), on peut utiliser la relation (56) pour déterminer la durée de vie.

La fonction erf tend vers l'unité lorsque t est grand, elle est égale à 0,975 pour $t \simeq \tau_o$. On pourra déterminer τ, sans être gêné par la courbe de résolution, à partir de ce point (méthode dite de la "queue de la courbe") (68).

La première opération à effectuer lors du dépouillement est la soustraction du fond A due aux coïncidences accidentelles; A est déterminé en calculant la valeur moyenne du contenu des canaux dans la portion du spectre qui ne contient pas de signal ($t < 0$).

La détermination de τ s'effectue alors par ajustement des données expérimentales à une fonction exponentielle unique par la méthode des moindres carrés (69), à l'aide d'un programme sur ordinateur. La méthode des moindres carrés consiste à minimiser :

$$\chi^2 = \sum_i (N_{is} - N'_i)^2/\sigma_i^2 \qquad (57)$$

où les N_{is} sont les données expérimentales après soustraction,

N'_i sont les valeurs ajustées :

$$N'_i = B \exp(-t_i/\tau) \qquad (58)$$

σ^2 est la variance des N_{is} qui est égale à $(N'_i + A)$ et varie de canal en canal.

CHAPITRE III

MESURES DE SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ABSOLUES

Nous avons utilisé la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés pour effectuer des mesures de sections efficaces différentielles dans les molécules. Cette étude peut être entreprise dans la mesure où la largeur à mi-hauteur de la courbe de dispersion en énergie est de 60 meV ; il est alors possible, dans de nombreux cas, de résoudre électroniquement les niveaux vibrationnels d'un état moléculaire. Nous avons déterminé les sections efficaces différentielles pour l'excitation des états $B^3\Sigma_u^-$, 9,97 eV et 10,29 eV de l'Oxygène et des états $A^1\Pi$, $B^1\Sigma^+$ et $C^1\Sigma^+$ de l'Oxyde de carbone.

La méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés ne permet pas d'effectuer de telles mesures pour les niveaux $n \geq 3$ de l'atome d'hélium ; tout au plus, avec une excellente résolution (20 - 30 meV), peut-on obtenir des renseignements partiels sur les niveaux n^1S et n^3S ($n \leq 4$) ; l'intensité diffusée est alors très faible. Nous avons utilisé la méthode de coïncidences électron-photon pour effectuer des mesures de sections efficaces différentielles pour l'excitation des niveaux 4^1S, 5^1S, 4^3S, 4^1D et 5^1D de l'hélium.

Quelle que soit la méthode utilisée, nos mesures sont effectuées dans un domaine d'énergie compris entre 50 eV et 200 eV et pour des angles de diffusion compris entre 5° et 20°. Dans ce domaine d'énergie, il n'existe pas, à notre connaissance, de détermination expérimentale de sections efficaces différentielles pour les transitions étudiées.

3.1. OXYGENE

L'excitation de l'Oxygène par impact électronique n'a fait l'objet que de relativement peu d'études expérimentales. A des énergies de 50,70 et 512 eV, et à de faibles angles de diffusion (<15°), LASSETTRE et coll. (70) (61) observent des transitions correspondant à l'excitation des états $B^3\Sigma_u^-$, 9,97 eV et 10,29 eV (ainsi que de nombreuses structures correspondant à des énergies d'excitation plus élevées). GEIGER (71) observe également ces transitions à une énergie d'impact de 25 keV et à un angle de diffusion de 0°. A 45 eV et aux faibles angles de diffusion, LASSETTRE et coll. (72) (73) ont détecté des excitations vibrationnelles de l'état fondamental ainsi que la transition $X^3\Sigma_g^- \rightarrow a^1\Delta_g$. SCHULZ (74) (75) a étudié la région du seuil à l'aide de la méthode R. P. D. ; il a observé des excitations vibrationnelles de l'état fondamental (niveaux v" = 1 à v" = 8) ainsi que l'excitation des états $a^1\Delta_g$ et $b^1\Sigma_g^+$. Plus récemment, KONISHI et coll. (76) rapportent des mesures de sections efficaces pour l'excitation des états $a^1\Delta_g$ et $b^1\Sigma_g^+$ ainsi que de la somme $(A^3\Sigma_u^+ + C^3\Delta_u)$ dans un domaine d'énergie compris entre 20 et 70 eV, à des angles de diffusion de 45,90 et 135°. TRAJMAR et coll. (77) donnent des mesures de sections efficaces pour l'excitation des états $b^1\Sigma_g^+$, $c^1\Sigma_u^-$, $B^3\Sigma_u^-$, 9,97 eV et 10,29 eV à des énergies de 20 eV et 45 eV, dans un domaine angulaire compris entre 20 et 90°.

Les résultats que nous donnons sont obtenus dans un domaine d'énergie intermédiaire entre, d'une part, celui de KONISHI (20 - 70 eV) et TRAJMAR (20 et 45 eV) et, d'autre part, celui de LASSETTRE (512 eV).

3.1.1. SPECTRES DE PERTES D'ENERGIES

Un spectre typique de pertes d'énergies est donné figure 20. Ce spectre a été obtenu pour une énergie d'impact de 50 eV à un angle de diffusion de 5° ; le domaine de pertes d'énergies balayé s'étend de 7 à 14 eV.

La première transition observée correspond à l'état $B^3\Sigma_u^-$; la probabilité de transition $X^3\Sigma_g^- \rightarrow B^3\Sigma_u^-$ est maximum à 1,50 eV au-dessus de la limite de dissociation.

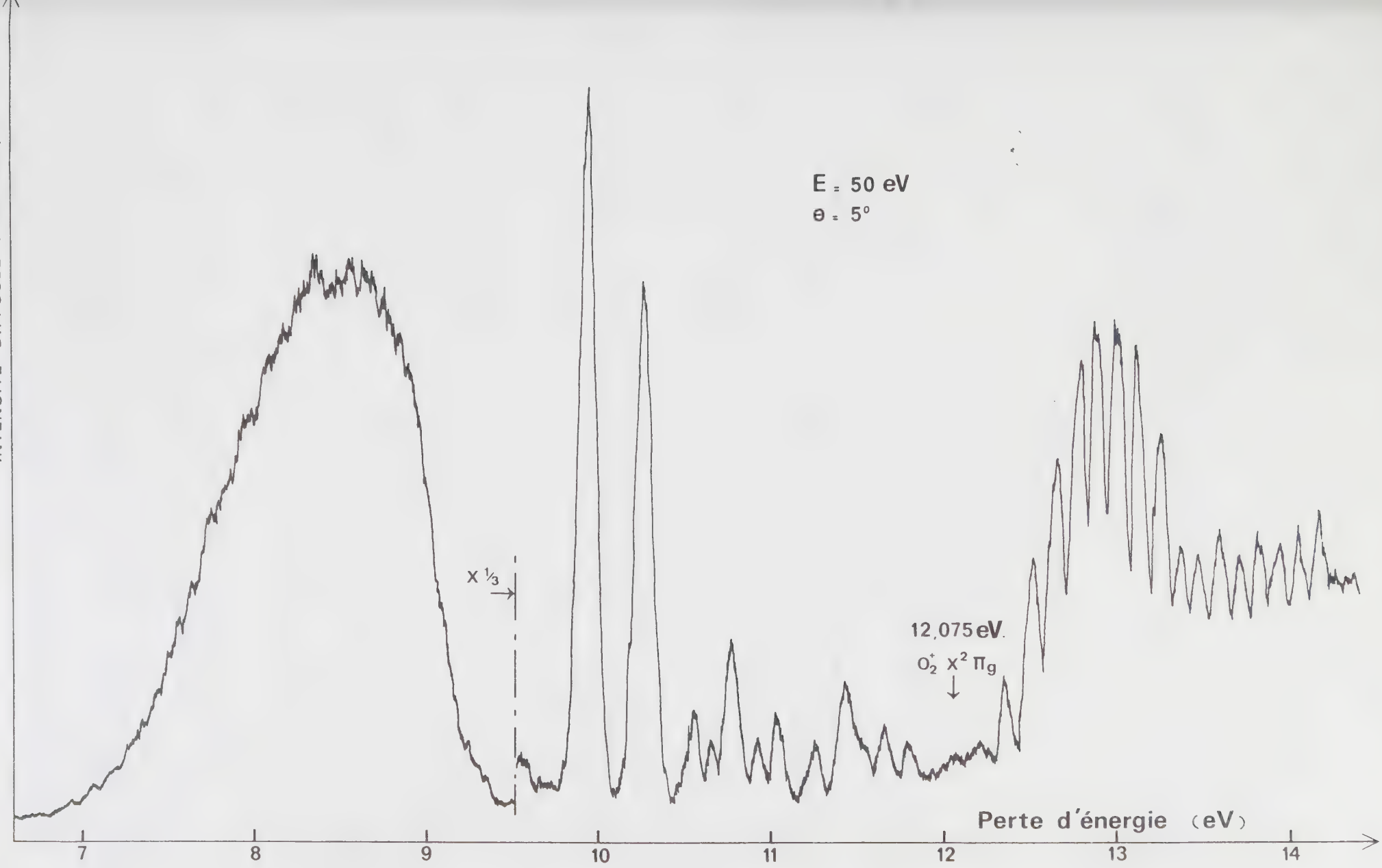


FIG. 20 O_2 SPECTRE DE PERTES D'ENERGIES.

Dans cette partie du spectre apparaît le continu de SCHUMANN RUNGE qui s'étend d'environ de 7 à 9 eV ; le processus de dissociation est le suivant :

$$O_2(X^3\Sigma_g^-) \xrightarrow{\text{excitation}} O_2(B^3\Sigma_u^-)$$

$$\xrightarrow{\text{Dissociation}} O(^3P) + O(^1D)$$

Le maximum d'intensité est situé à environ 8,60 eV ; ce continu est fortement dissymétrique et présente quelques ondulations.

Dans le domaine de pertes d'énergies compris entre 10 eV et 12 eV, nous enregistrons des pics d'intensité très différentes ; ces bandes n'ont pas été identifiées. Les deux transitions les plus intenses à 9,97 eV et 10,29 eV ont été observées respectivement par PRICE (78) et TANAKA (79) mais leur analyse n'a pas été effectuée.

Au delà du premier potentiel d'ionisation situé à 12,075 eV apparaissent des bandes vibrationnelles intenses, non entièrement résolues sur ce spectre. Ces bandes ont été classées par PRICE.

La forme des pics obtenus à 9,97 et 10,29 eV ne dépend que de la résolution en énergie du dispositif ; elle est indépendante de l'angle de diffusion. Pour ces pics on considère que les sections efficaces différentielles sont simplement proportionnelles à leur amplitude. Par contre, pour la transition $X^3\Sigma_g^- \rightarrow B^3\Sigma_u^-$, un facteur correctif doit être introduit pour tenir compte de la largeur de cette structure par rapport à la résolution instrumentale. Ce facteur est déterminé en faisant le rapport de la largeur à mi-hauteur de cette structure à celle du pic situé à 9,97 eV.

Des spectres de pertes d'énergies ont été tracés dans un domaine d'énergie compris entre 15 et 200 eV, et en fonction de l'angle de diffusion. Sur quelques spectres présentés figures 21, 22 et 23 on peut voir l'évolution des différentes structures les unes par rapport aux autres suivant la valeur de l'énergie et/ou de l'angle de diffusion.

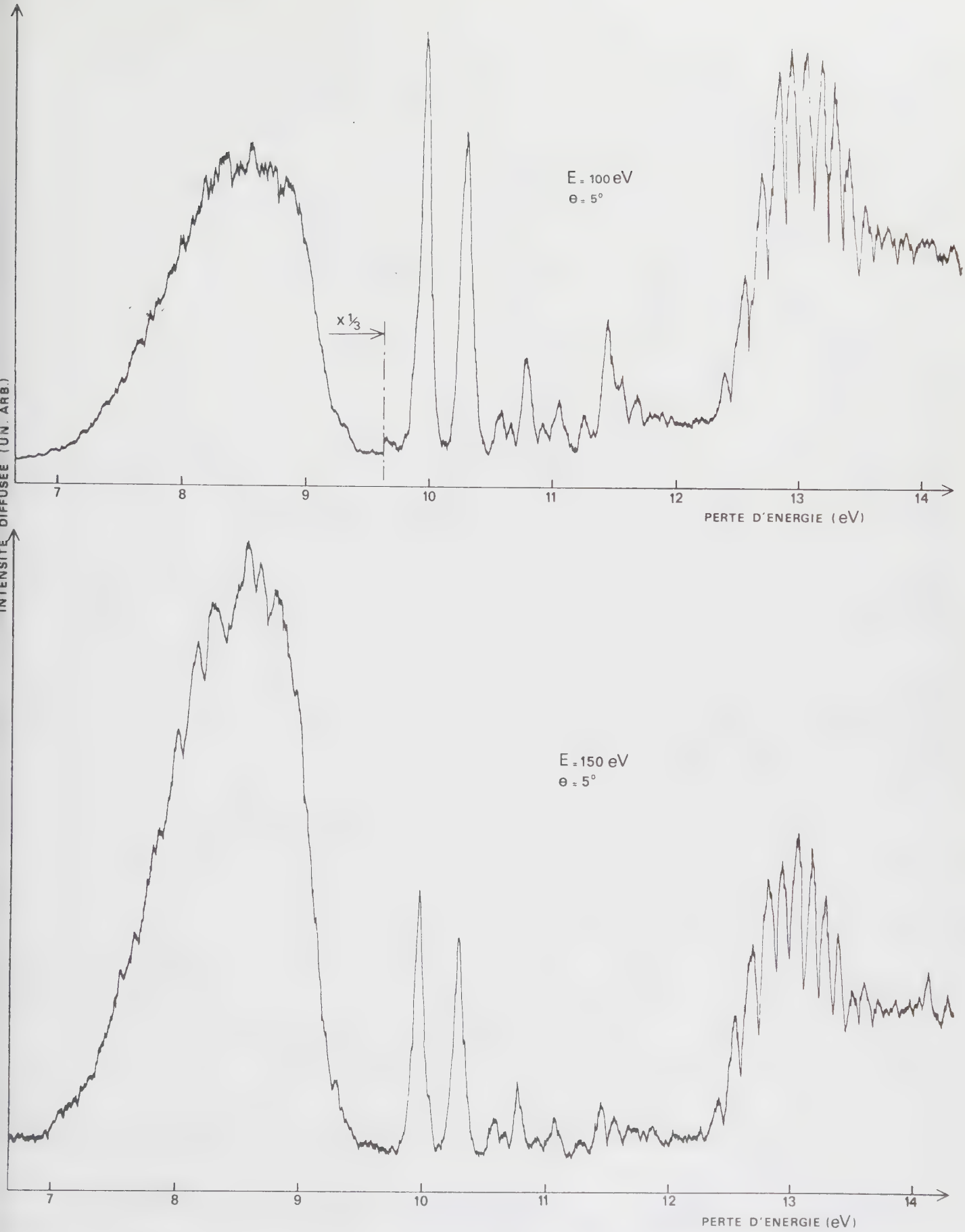


FIG. 21 O_2 SPECTRES DE PERTES D'ENERGIES.

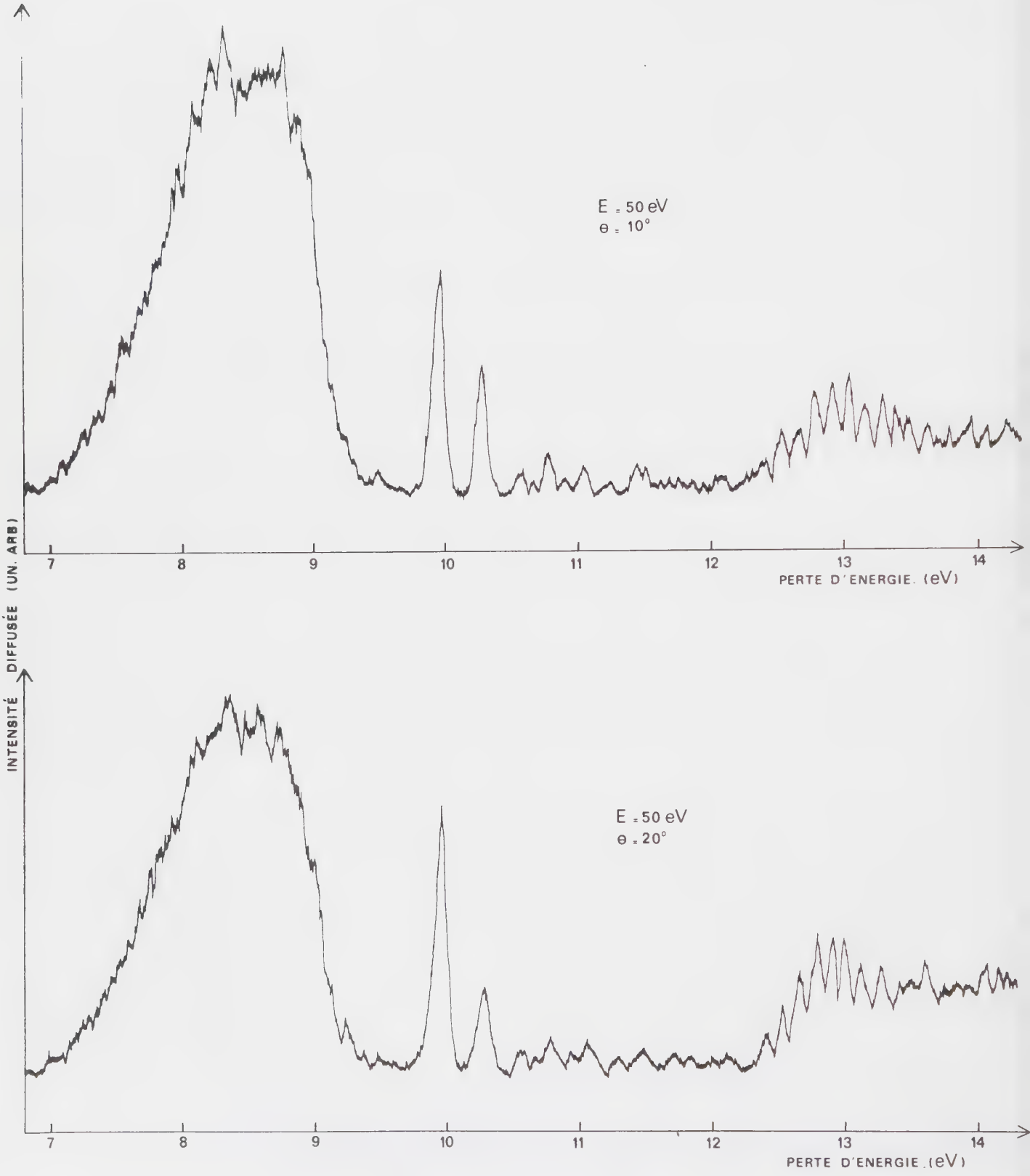
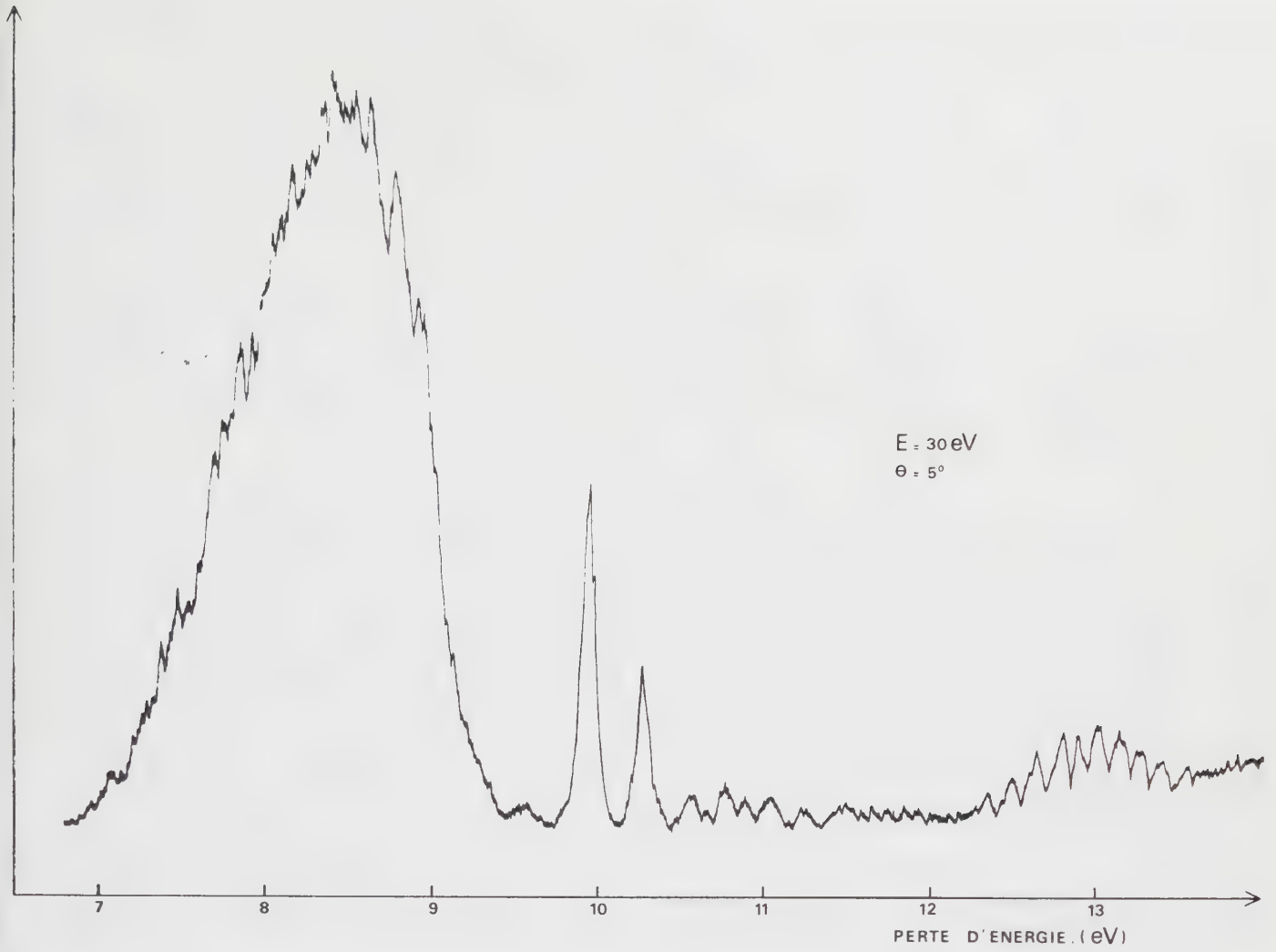


FIG. 22 O_2 SPECTRES DE PERTES D'ENERGIES.



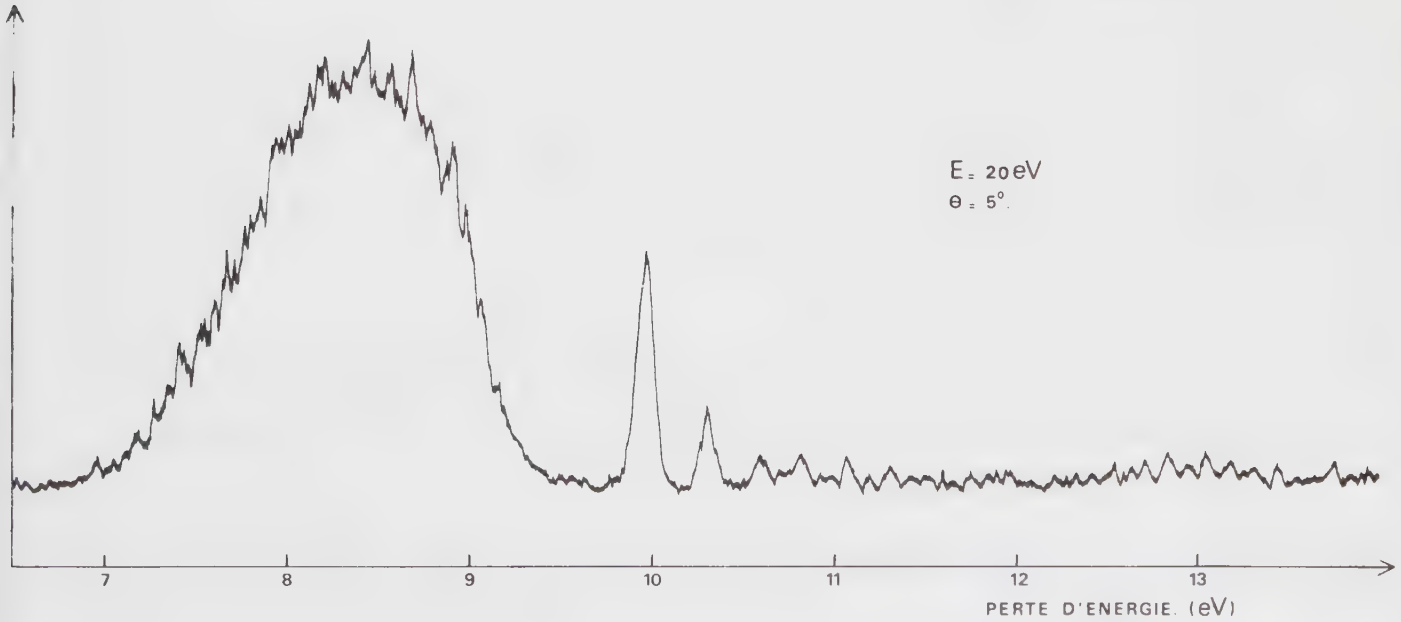


FIG. 23 O_2 SPECTRES DE PERTES D'ENERGIES.

3.1.2. *SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES*

La figure 24 donne, à un angle de diffusion de 5°, les courbes de variation de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie, pour les trois transitions étudiées : $X^3\Sigma_g^- \rightarrow B^3\Sigma_u^-$, 9,97 eV et 10,29 eV.

Pour donner les sections efficaces différentielles en unités absolues nous utilisons nos mesures d'intensité, effectuées dans les mêmes conditions d'expérience sur la transition $1^1S \rightarrow 2^1P$ de l'hélium et la transition $X^3\Sigma_g^- \rightarrow B^3\Sigma_u^-$ de l'Oxygène.

A un angle de diffusion de 5°, le comportement énergétique des sections efficaces est assez semblable; les sections efficaces variant très peu entre 50 et 100 eV, on peut effectuer une comparaison entre les valeurs absolues obtenues dans ce travail avec celles rapportées par TRAJMAR et coll. (77) à une énergie de 45 eV. Pour la transition $X^3\Sigma_g^- \rightarrow$ 9,97 eV, ces auteurs rapportent une valeur de section efficace d'environ $1{,}3.10^{-17}$ cm^2/ster; cette valeur est supérieure de 20% à celle que nous obtenons. Pour passer en unités absolues, TRAJMAR a utilisé la section efficace totale absolue mesurée à 45 eV par SUNSHIRE et coll. (80); cette normalisation implique une extrapolation de toutes les sections efficaces différentielles élastique et inélastiques à 0° et à 180°.

Nous avons représenté, figure 25, d'une part, les courbes de variation des rapports σ 9,97/σ $B^3\Sigma_u^-$ et σ 10,29/σ $B^3\Sigma_u^-$ en fonction de l'angle de diffusion, l'énergie des électrons étant de 50 eV, et d'autre part, les courbes de variation des sections efficaces en fonction de l'angle de diffusion, l'énergie des électrons étant de 100 eV.

Ces courbes montrent que la distribution angulaire pour les transitions $X^3\Sigma_g^- \rightarrow$ 9,97 eV et $X^3\Sigma_g^- \rightarrow$ 10,29 eV est assez semblable à celle de la transition $X^3\Sigma_g^- \rightarrow B^3\Sigma_u^-$. A des énergies de 20 à 45 eV, TRAJMAR a également noté cette similitude.

Les transitions $X^3\Sigma_g^- \rightarrow$ 9,97 eV et $X^3\Sigma_g^- \rightarrow$ 10,29 eV sont de plus relativement intenses; on peut penser qu'elles correspondent à des transitions permises ($X^3\Sigma_g^- \rightarrow {}^3\Sigma_u^-$ ou $X^3\Sigma_g^- \rightarrow {}^3\Pi_u$).

Les tableaux II, III et IV reproduisent les valeurs de sections efficaces mesurées.

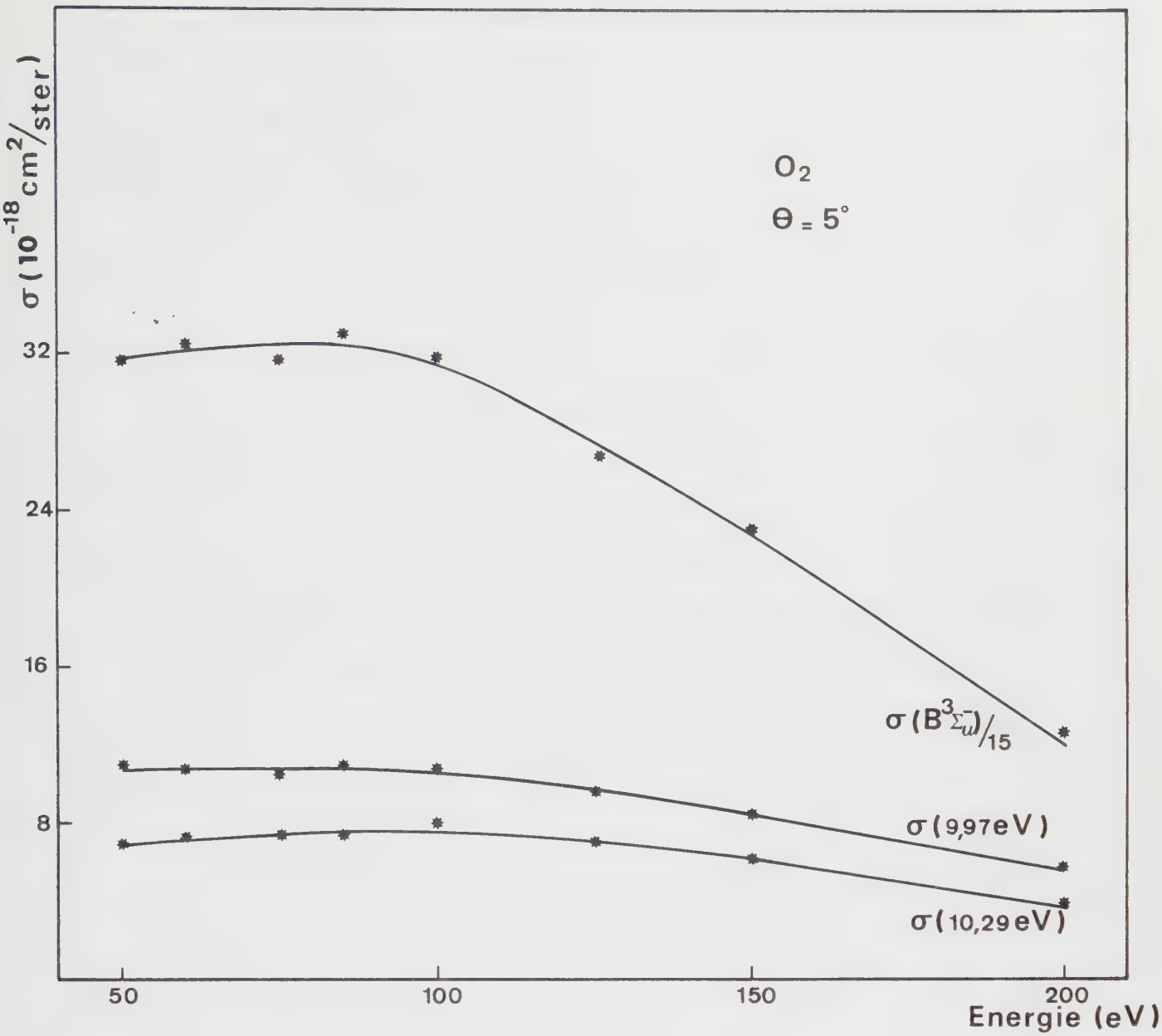
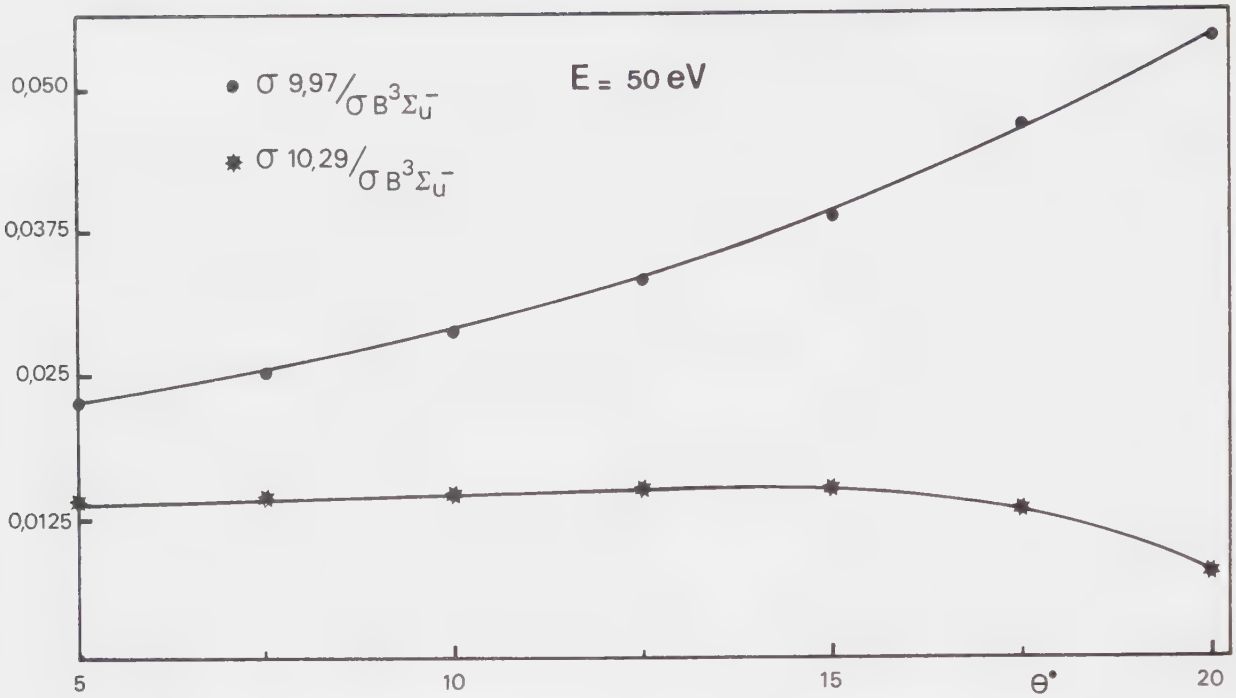


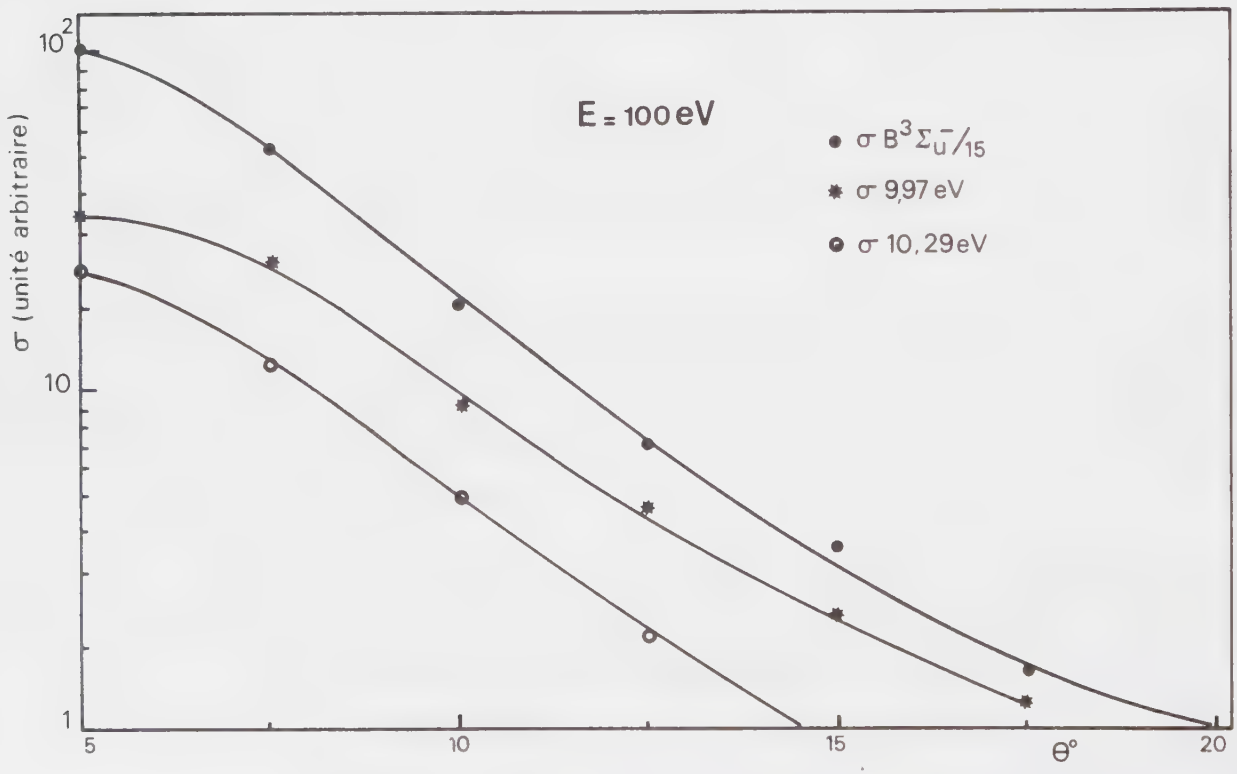
FIG . 24

Variation de la section efficace

en fonction de l'énergie.



(a) VARIATIONS des RAPPORTS $\sigma_{9,97}/_{B^3\Sigma_u^-}$ et $\sigma_{10,29}/_{B^3\Sigma_u^-}$



(b) Variations des sections efficaces en fonction de l'angle de diffusion.

FIG. 25 O_2

O_2

E (eV) \ θ°	5	10	15	20
50	47,91	12,43	4,17	1,45
60	50,16	10,92	2,88	1,17
75	47,84	8,28	2,23	0,662
85	50,10	8,22	1,84	0,595
100	48,00	8,17	1,64	0,489
125	39,46	6,17	1,39	0,456
150	34,57	5,05	1,03	0,451
200	21,74	2,32	0,773	0,432

Tableau II **Transition** $X^3\Sigma_g^- \rightarrow B^3\Sigma_u^-$

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ABSOLUES

($10^{-17} cm^2/_{ster}$)

O_2

E(eV) \ θ°	5	10	15	20
50	10,00	3,56	1,77	0,813
60	10,59	3,45	1,36	0,502
75	10,32	2,57	0,918	0,253
85	11,04	2,63	0,697	0,272
100	11,14	2,66	0,684	0,250
125	9,62	2,12	0,640	0,250
150	8,29	1,60	0,531	0,224
200	5,83	0,998	0,457	0,198

Tableau III **Transition** $X^3\Sigma_g^- \rightarrow$ 9,97 eV

SECTIONS EFFICACES DIFFENTIELLES ABSOLUES.

(10^{-18} $cm^2/_{ster}$)

O_2

E (eV) \ θ°	5	10	15	20
50	6,87	1,84	0,634	0,154
60	7,06	1,75	0,483	0,125
75	7,39	1,41	0,400	0,115
85	7,38	1,35	0,275	0,071
100	8,38	1,43	0,262	0,064
125	7,31	1,26	0,198	0,057
150	6,08	0,893	0,150	0,067
200	4,33	0,457	0,112	0,048

Tableau IV **Transition** $X^3\Sigma_g^- \rightarrow$ 10,29 eV

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ABSOLUES.

(10^{-18} $cm^2/_{ster}$)

3.1.3. FORCES D'OSCILLATEURS GENERALISEES

A partir des valeurs absolues de sections efficaces nous avons déduit, pour les transitions $X^3\Sigma_g^-$ → 9,97 eV et $X^3\Sigma_g^-$ → 10,29 eV, les forces d'oscillateurs généralisées définies par la relation (5).

Selon l'approximation de BORN, les forces d'oscillateurs généralisées f(K) ne doivent dépendre que du transfert d'impulsion K et non de l'énergie initiale des électrons. Autrement dit, les valeurs de forces d'oscillateurs généralisées déterminées à différentes énergies doivent se répartir sur la même courbe.

Nous avons représenté, figure 26, les courbes de variation de f(K) en fonction de K^2; pour les deux transitions étudiées, f(K) diminue lorsque K^2 augmente. Ce type de variation est caractéristique de transitions permises. A des énergies de 200, 150 et 125 eV les courbes obtenues ne laissent apparaître aucune variation notable de f(K) avec l'énergie incidente. Par contre, à des énergies inférieures à 100 eV, les points expérimentaux de f(K) se répartissent, suivant l'énergie incidente, sur des courbes différentes. Nous donnons, figure 26, les valeurs de f(K) obtenues, par exemple, à une énergie de 75 eV.

En extrapolant les courbes moyennes de f(K) pour les faibles valeurs de K^2, on obtient les valeurs suivantes de forces d'oscillateur optique:

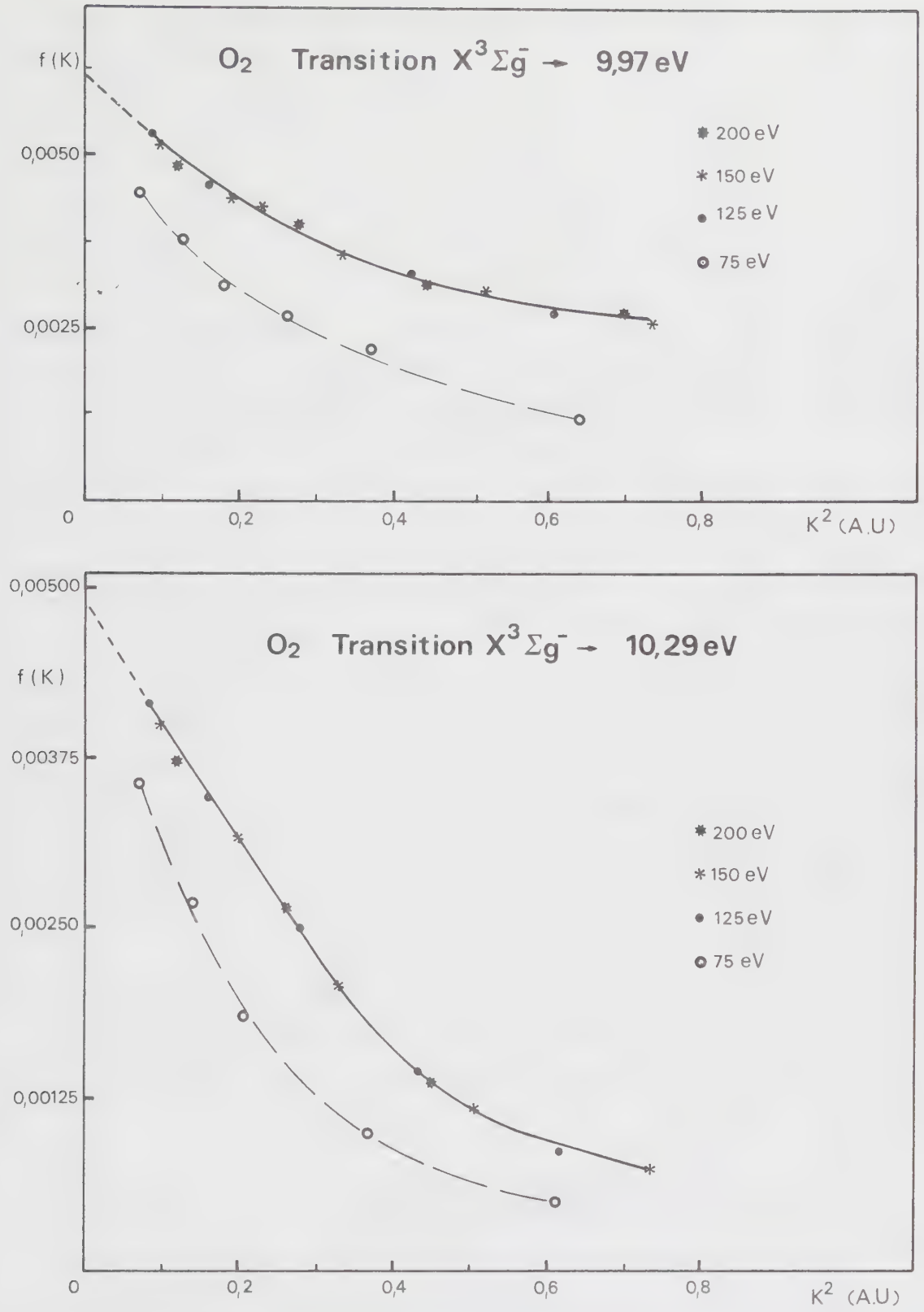
0,0062 pour la transition $X^3\Sigma_g^-$ → 9,97 eV

0,0049 pour la transition $X^3\Sigma_g^-$ → 10,29 eV

3.2. OXYDE DE CARBONE

Les études expérimentales de l'excitation de l'Oxyde de carbone ont été surtout effectuées par LASSETTRE et coll. (81) (82) (83) (84). A de hautes énergies d'impact (200 < E < 600 eV) et aux faibles angles de diffusion ($\theta < 15°$), ces auteurs observent des transitions correspondant à l'excitation des états $A^1\Pi$, $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$, $E^1\Pi$ et $F^1\Pi$ (ainsi que d'autres structures apparaissant à des énergies d'excitation plus élevées).

Dans ce domaine d'énergie, ces auteurs ont effectué des mesures



VARIATION DE f(K) EN FONCTION DE K^2.

FIG.26

de sections efficaces différentielles pour les transitions $X^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi$ ($v' = 2$), $X^1\Sigma^+ \rightarrow B^1\Sigma^+$ ($v' = 0$) et $X^1\Sigma^+ \rightarrow C^1\Sigma^+$ ($v' = 0$) ; à partir de leurs valeurs de sections efficaces, ils ont déduit les forces d'oscillateurs généralisées pour ces transitions.

A des énergies d'impact de 300, 400 et 500 eV, pour la transition $X^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi$, LASSETTRE (84) a montré que l'approximation de BORN est pleinement valable. Par contre, pour les transitions $X^1\Sigma^+ \rightarrow {}^1\Sigma^+$ (B et C), des divergences apparaissent entre la théorie et l'expérience ; les points expérimentaux de forces d'oscillateurs généralisées se répartissent sur trois courbes différentes pour respectivement 300, 400 et 500 eV (85).

Pour une énergie d'impact de 48 eV et à un angle de diffusion de 0°, LASSETTRE (73) observe des transitions correspondant à l'excitation d'états triplets ($a^3\pi$ et $b^3\Sigma^+$). SCHULZ (86) et HALL (87) ont également observé, par la méthode des électrons piégés, les excitations correspondant à ces états. Plus récemment, TRAJMAR et coll. (88) ont effectué des mesures de sections efficaces différentielles pour les excitations vibrationnelles de l'état fondamental $v'' = 1, 2, 3$ dans un domaine d'énergie compris entre 20 et 100 eV, l'angle de diffusion variant de 10 à90°. TRAJMAR et coll. (89) donnent par ailleurs, des mesures de sections efficaces pour l'excitation des états $a^3\pi$, $a'^3\Sigma^+$, $A^1\Pi$, $b^3\Sigma^+$, $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ et $E^1\Pi$ à des énergies de 20, 40 et 80 eV et pour des angles de diffusion variant de 0 à 80°.

Les mesures de sections efficaces différentielles que nous donnons dans ce travail sont effectuées dans un domaine d'énergie intermédiaire entre celui de LASSETTRE (200-600 eV) et celui de TRAJMAR (20-40 et 80 eV).

3.2.1. SPECTRES DE PERTES D'ENERGIES

Un spectre typique de pertes d'énergies est présenté figure 27. Ce spectre a été obtenu à une énergie d'impact de 50 eV et à un angle de diffusion de 5° ; le domaine de pertes d'énergies balayé s'étend de 8 à 13 eV.

La première transition observée correspond à l'état $A^1\Pi$; sur ce spectre, il est possible de dénombrer les 11 premiers niveaux vibrationnels ; le maximum d'intensité se produit pour le niveau $v' = 2$ à 8,39 eV.

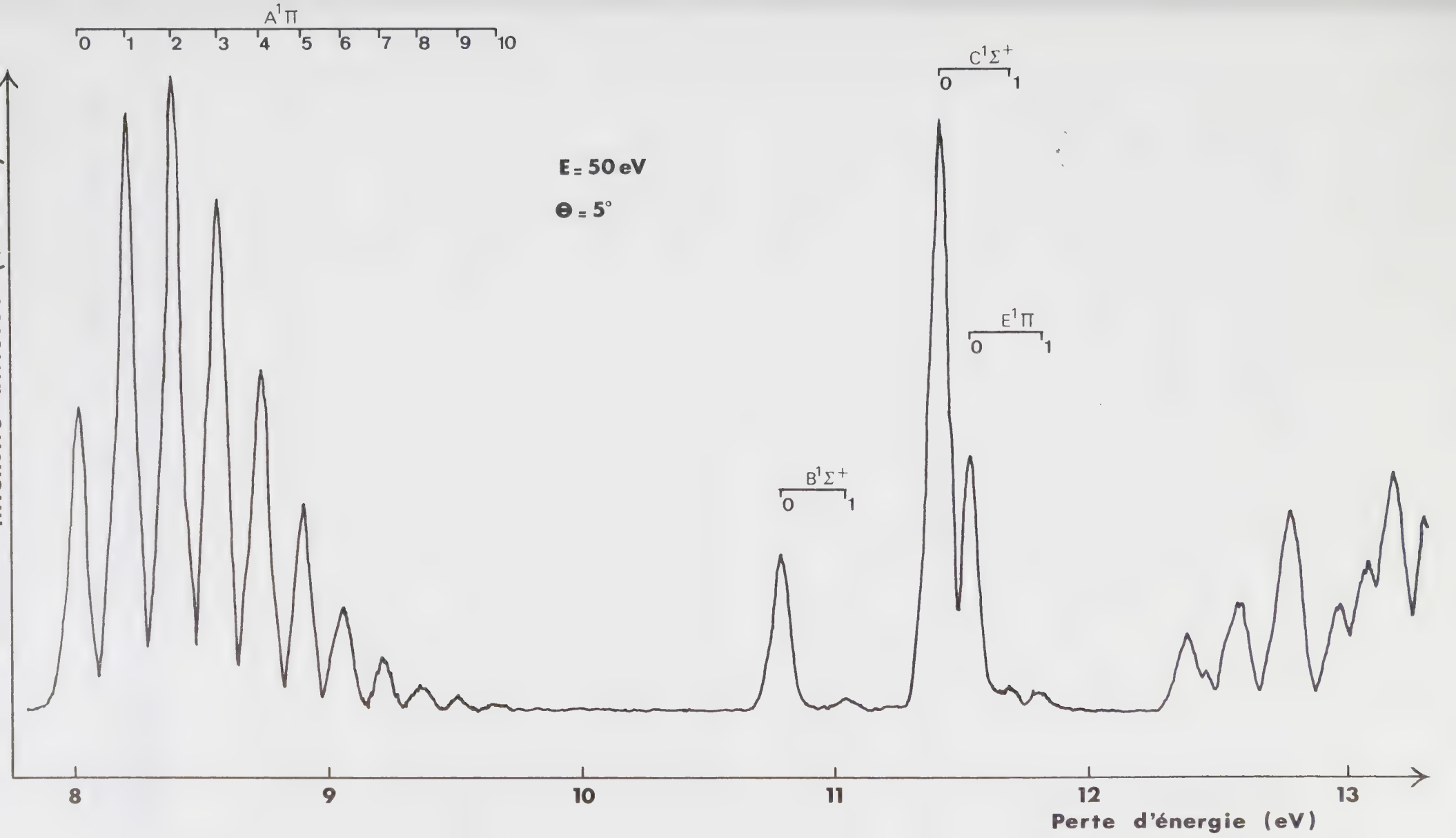


FIG. 27 CO SPECTRE DE PERTES D'ENERGIES.

D'autres "pics" associés à des transitions singulet-singulet sont ensuite observés dans le domaine 10,50 - 12 eV : à 10,78 eV et à 11,04 eV sont enregistrés les niveaux vibrationnels v' = 0 et v' = 1 de l'état $B^1\Sigma^+$; les "pics" situés à 11,40 eV et à 11,66 eV correspondent aux niveaux v' = 0 et v' = 1 de l'état $C^1\Sigma^+$. Le "pic" situé à 11,52 eV correspond à l'excitation sur le niveau v' = 0 de l'état $E^1\Pi$; l'intervalle énergétique séparant les niveaux v' = 0 des états $C^1\Sigma^+$ et $E^1\Pi$ est de 125 meV, ceci fait que le "pic" $E^1\Pi$ n'est pas entièrement résolu. Le niveau v' = 1 associé à l'état $E^1\Pi$ est situé à 11,78 eV.

Au delà de 12 eV, on enregistre trois "pics" à 12,37 eV, 12,58eV et 12,79 eV correspondant aux niveaux vibrationnels v' = 0, 1 et 2 de l'état $F^1\Pi$.

Pour tous ces états, l'accord est bon entre les valeurs d'énergie obtenues par impact électronique et par spectroscopie d'absorption (90).

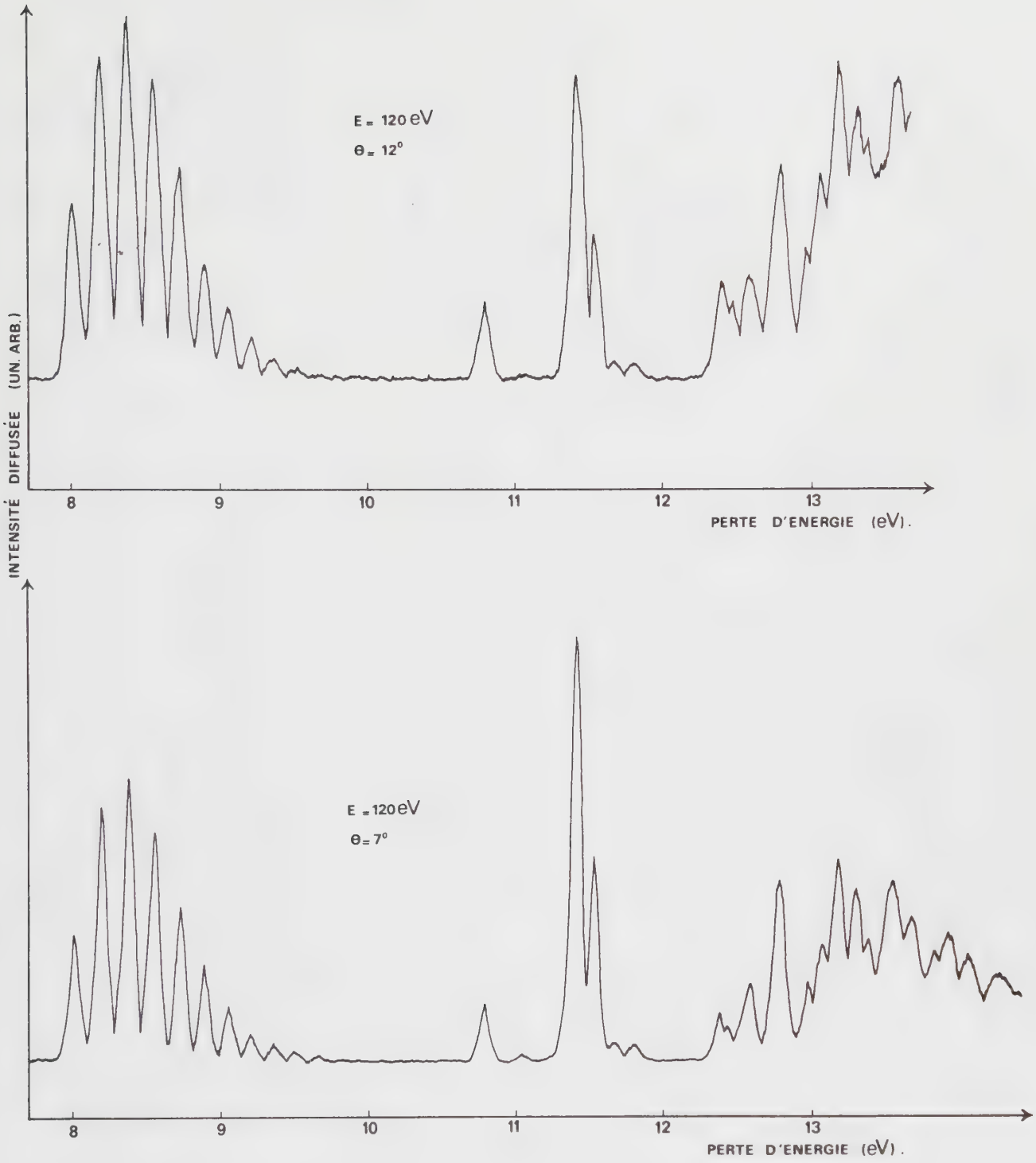
Des spectres de pertes d'énergies ont été tracés dans un domaine d'énergie compris entre 15 eV et 200 eV, en fonction de l'angle de diffusion. Quelques spectres sont présentés figures 28,29 et 30. Sur celui présenté figure 30 apparaît, en plus des pics déjà cités, le pic correspondant à l'excitation du niveau v' = 0 de l'état triplet $b^3\Sigma^+$.

La largeur à mi-hauteur des différents pics obtenus est la même; elle est indépendante de l'angle de diffusion. La forme des pics est ici entièrement déterminée par la résolution en énergie du dispositif.

3.2.2. *SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES*

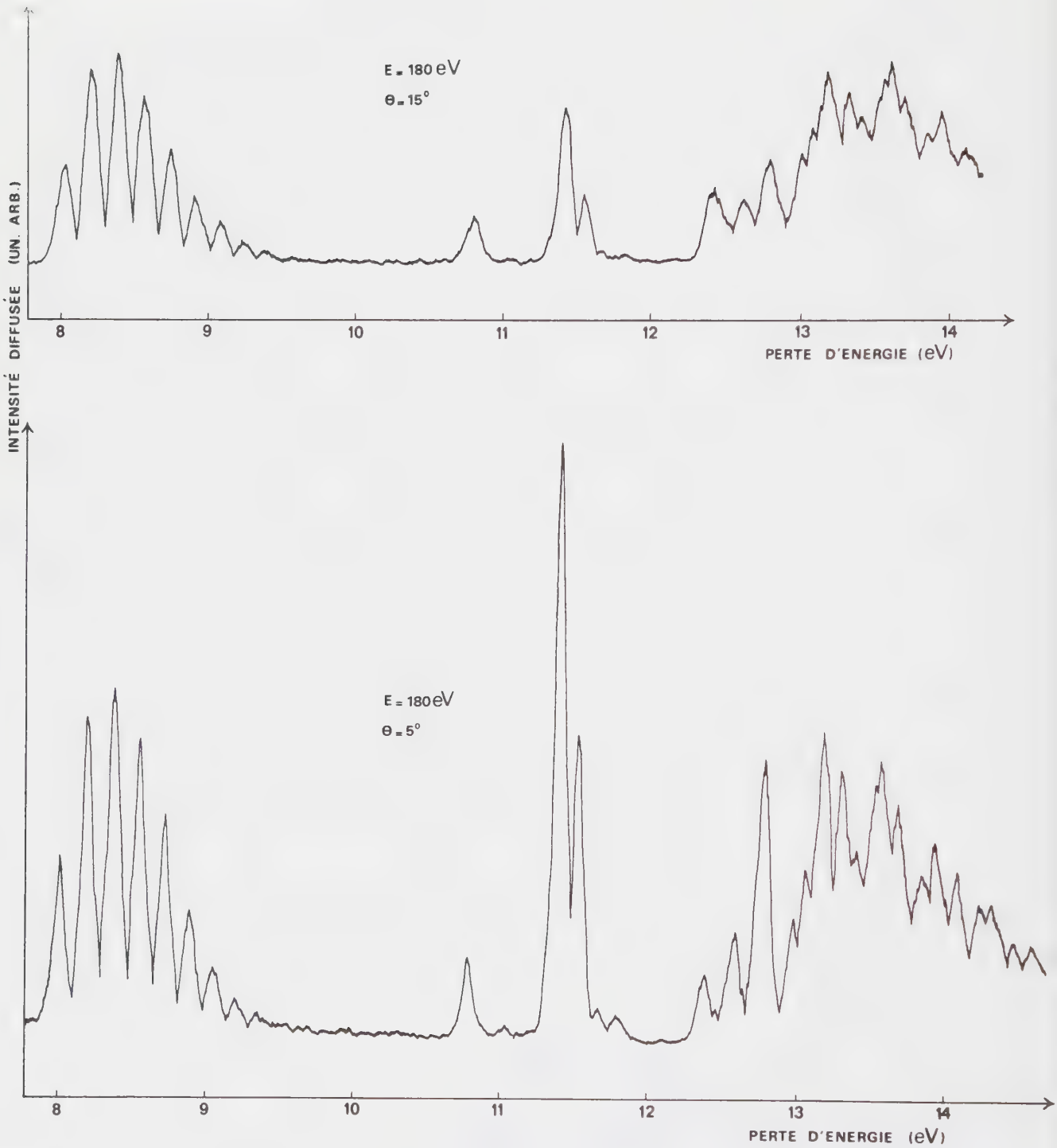
La figure 31 donne, à un angle de diffusion de 5°, les courbes de variation de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie pour les trois transitions étudiées : $X^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi$ (v' = 2), $B^1\Sigma^+$ (v' = 0) et $C^1\Sigma^+$ (v' = 0).

Pour donner les sections efficaces différentielles en unités absolues, nous utilisons nos mesures d'intensité effectués sur la transition $1^1S \rightarrow 2^1P$ de l'hélium et la transition $X^1\Sigma^+ \rightarrow C^1\Sigma^+$ de l'Oxyde de carbone.



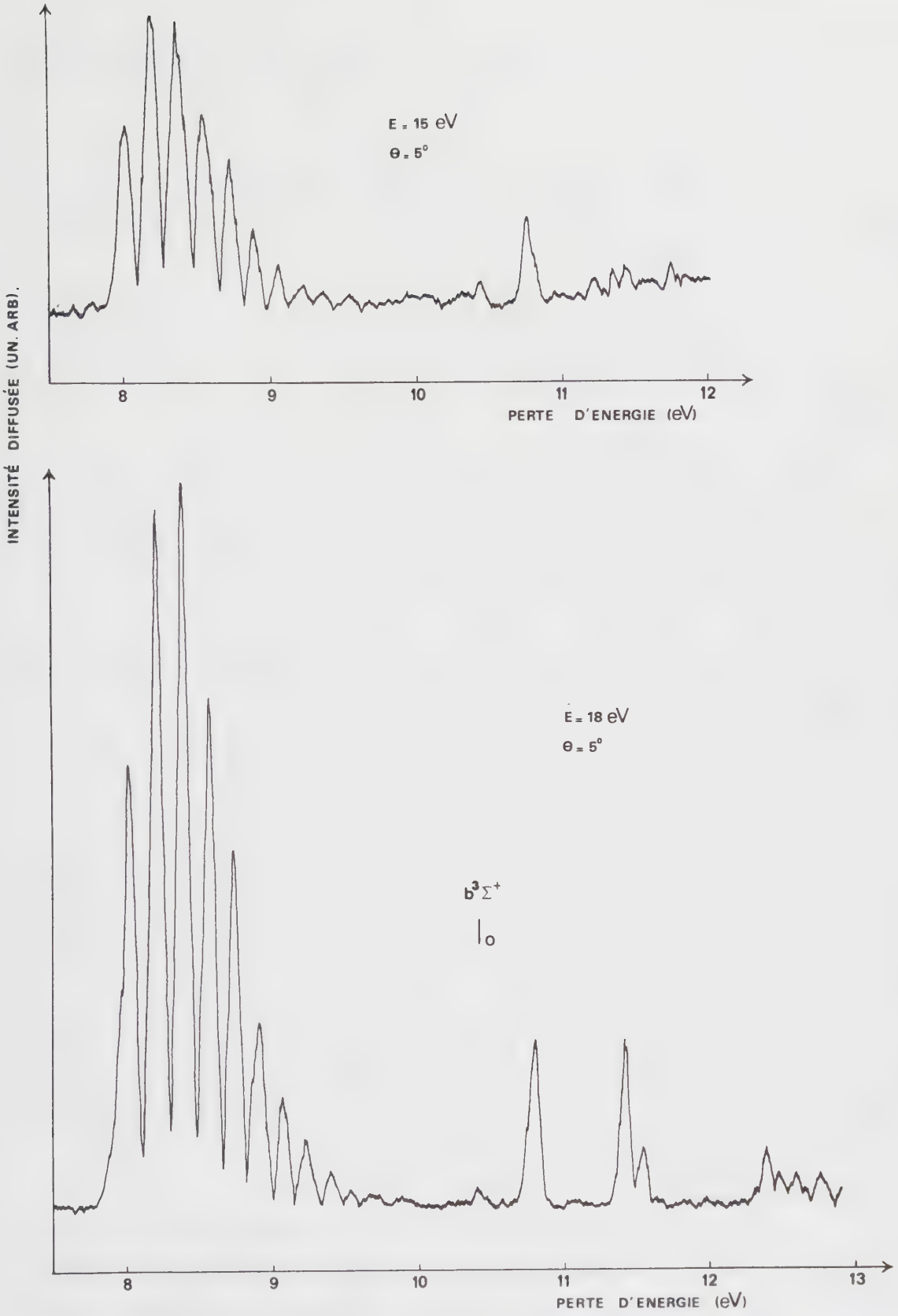
CO SPECTRES DE PERTES D'ENERGIES.

FIG.28



CO SPECTRES DE PERTES D'ENERGIES.

FIG.29



CO SPECTRES DE PERTES D'ENERGIES.

FIG.30

A un angle de diffusion de 5°, le maximum de la section efficace est situé, pour ces trois transitions, vers 100 eV.

Les sections efficaces différentielles ont un comportement angulaire caractéristique d'états singulets, elles diminuent très rapidement lorsqu'on augmente l'angle de diffusion.

Nous avons présenté, figure 32,à des énergies d'impact de 50 et 150 eV, les courbes de variation des rapports $\sigma B^1\Sigma^+/\sigma A^1\Pi$ et $\sigma C^1\Sigma^+/\sigma A^1\Pi$ en fonction de l'angle de diffusion.

Les sections efficaces différentielles absolues pour les transitions $X^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi$ et $X^1\Sigma^+ \rightarrow B^1\Sigma^+$ sont déterminées en multipliant les sections efficaces mesurées pour la transition $X^1\Sigma^+ \rightarrow C^1\Sigma^+$ par les rapports $\sigma A^1\Pi/\sigma C^1\Sigma^+$ et $\sigma B^1\Sigma^+/\sigma C^1\Sigma^+$ correspondants.

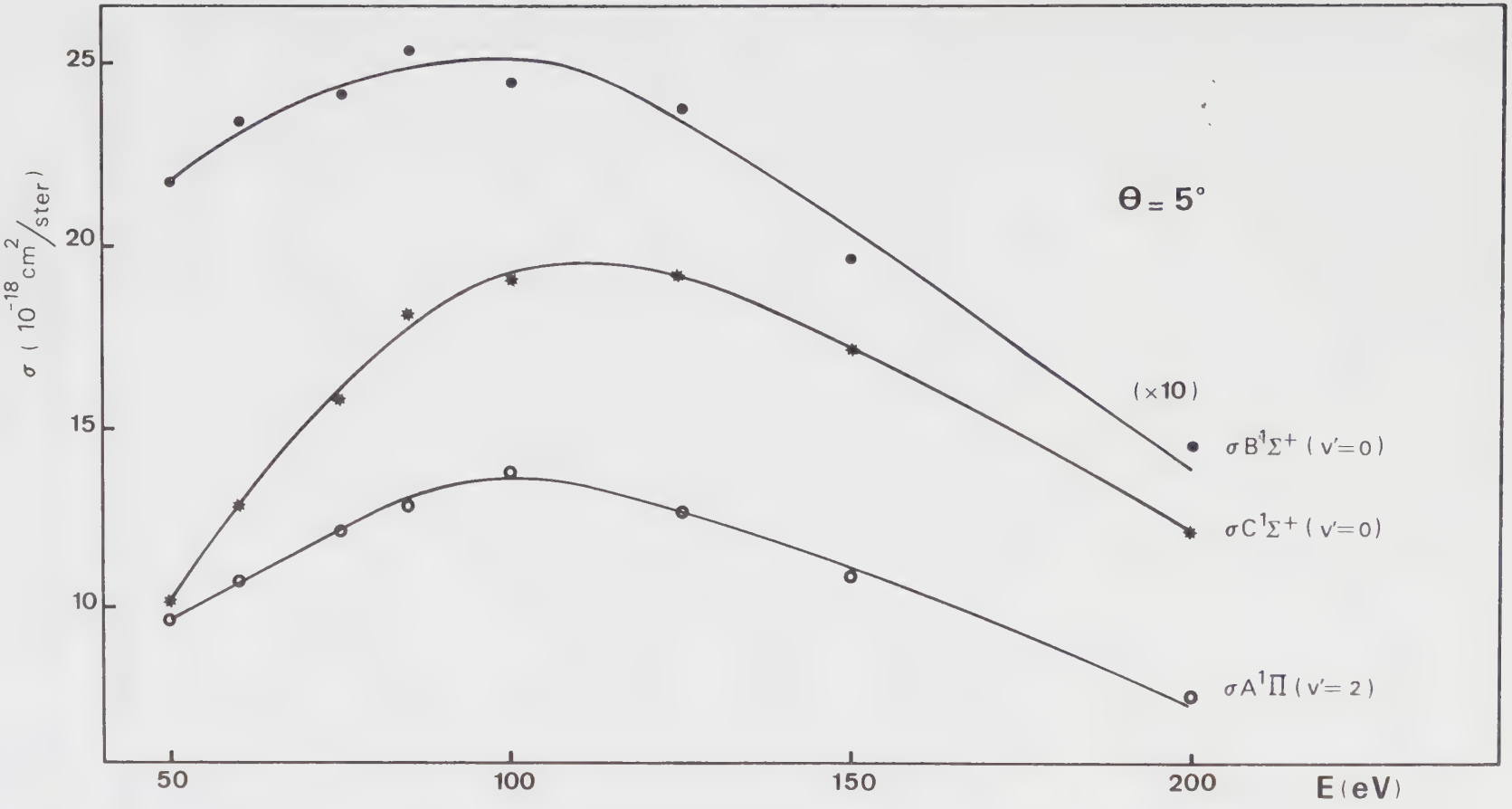
Les tableaux V, VI et VII reproduisent les valeurs de sections efficaces mesurées.

3.2.3. MESURES RELATIVES D'INTENSITE

Les niveaux vibrationnels de l'état $A^1\Pi$ étant bien résolus nous avons étudié la distribution d'intensité le long de ces niveaux et ceci à des énergies d'impact de 180, 120,80 et 50 eV, dans un domaine d'angle de diffusion compris entre 5° et 20°. Les intensités sont prises par rapport à celle du niveau v'=2.

A énergie donnée, nous n'avons pas observé de variation notable des différents rapports en fonction de l'angle de diffusion. Tout au plus, peut-on noter, à une énergie de 50 eV, une légère diminution des rapports v' = 0/ v' = 2, v' = 1/ v' = 2 entre 5 et 20°.

Le tableau VIII reproduit les valeurs moyennes des intensités obtenues à 180, 120, 80 et 50 eV pour les 13 premiers niveaux vibrationnels de l'état $A^1\Pi$; nous avons également indiqué, d'une part, les valeurs obtenues expérimentalement par LASSETTRE et coll. (84) et,d'autre part, les valeurs de facteurs de FRANCK-CONDON calculées par JARMAIN et coll. (91). Les valeurs de LASSETTRE représentent des moyennes de valeurs obtenues à des énergies

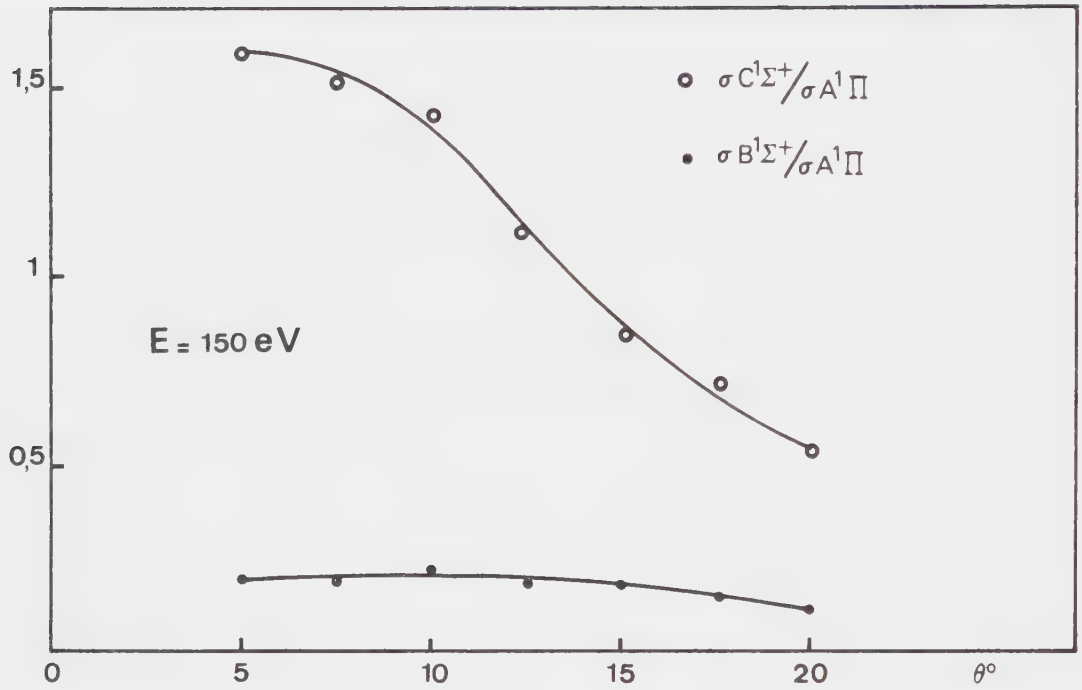


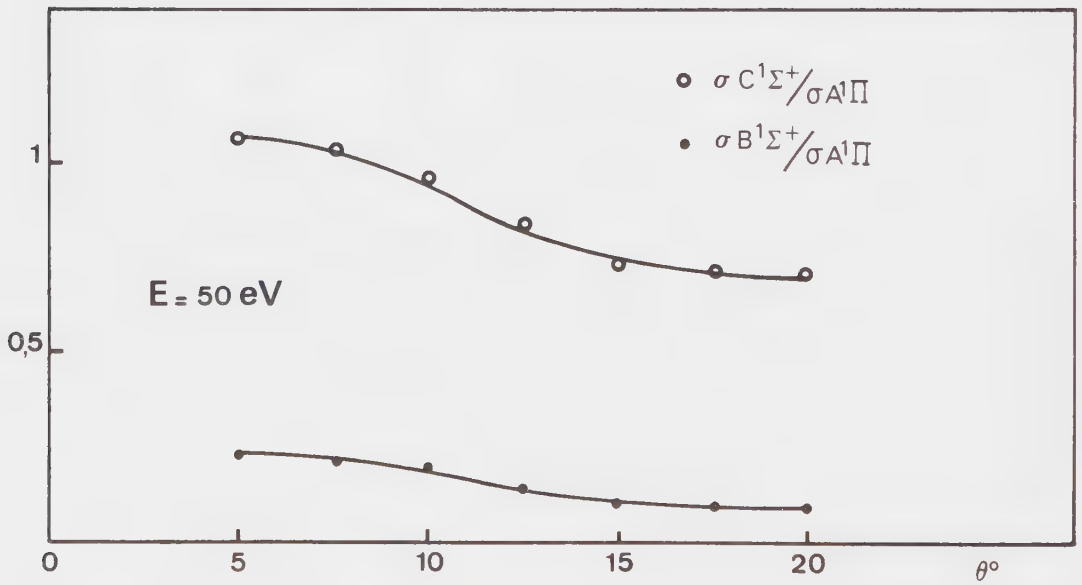
CO

VARIATION DE LA SECTION EFFICACE

EN FONCTION DE L'ENERGIE.

FIG. 31





CO

VARIATION DES RAPPORTS $\sigma C^1\Sigma^+/\sigma A^1\Pi$ et $\sigma B^1\Sigma^+/\sigma A^1\Pi$ EN FONCTION DE L'ANGLE DE DIFFUSION.

FIG.32

_CO_

E(eV) \ θ°	5	10	15	20
50	85,41	21,15	4,95	1,08
60	95,91	21,44	4,92	1,17
75	109,19	19,58	4,42	0,83
85	115,02	19,00	4,32	0,58
100	122,81	18,46	4,05	0,58
125	112,78	15,95	3,55	1,03
150	96,39	11,81	2,04	1,29
200	68,10	7,60	2,67	1,56

Tableau V **Transition $X^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi$ (v'= 2) .**

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ABSOLUES.

(10^{-18} $cm^2/ster$)

E(eV) \ θ°	5	10	15	20
50	19,33	4,33	0,46	0,102
60	21,28	4,37	0,54	0,100
75	21,57	3,39	0,56	0,100
85	22,75	3,82	0,53	0,080
100	21,88	4,26	0,54	0,090
125	21,37	3,64	0,56	0,085
150	17,58	1,95	0,37	0,080
200	13,03	1,73	0,30	0,072

Tableau VI **Transition $X^1\Sigma^+ \rightarrow B^1\Sigma^+$ ($v' = 0$) .**

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ABSOLUES

($10^{-18} cm^2/ster$)

E(eV) \ θ°	5	10	15	20
50	90,66	20,50	3,55	0,78
60	115,17	22,66	3,71	0,71
75	141,66	22,95	3,04	0,66
85	162,33	24,17	2,77	0,63
100	170,00	26,76	2,63	0,58
125	171,70	25,11	2,38	0,76
150	153,03	12,83	1,70	0,93
200	107,42	7,22	1,38	1,48

Tableau VII **Transition $X^1\Sigma^+ \rightarrow C^1\Sigma^+$ ($v'=0$) .**

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ABSOLUES.

($10^{-18} cm^2/ster$)

d'impact de 500, 400, 200, 98 et 48 eV et à des angles de diffusion compris entre 0 et 15°.

L'accord est bon entre les différents résultats; les rapports varient très peu en fonction de l'énergie d'impact; cependant, on peut remarquer, pour les différents niveaux, une légère augmentation en fonction de l'énergie. Ceci est confirmé par des mesures effectuées à 30 eV (et à 5°); les valeurs obtenues pour les niveaux v' = 0 et 1 sont alors respectivement de 0,496 et de 0,935.

Les valeurs moyennes données tableau VIII sont dans l'ensemble plus proches des valeurs de FRANCK-CONDON théoriques que celles rapportées par LASSETTRE .

3.2.4. *FORCES D'OSCILLATEURS GENERALISEES*

A partir des valeurs absolues de sections efficaces obtenues pour la transition $X^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi(v' = 2)$ nous avons déduit les valeurs de forces d'oscillateurs généralisées définies par la relation (8).

Nous avons présenté, figure 33, la courbe de variation de f(K) en fonction de K^2. A des énergies de 200, 150 et 125 eV cette courbe ne laisse apparaître aucune variation notable de f(K) en fonction de l'énergie incidente. Les valeurs de f(K) déterminées à des énergies inférieures à 100 eV se répartissent sur des courbes différentes; les valeurs obtenues à 75 eV sont données sur cette figure.

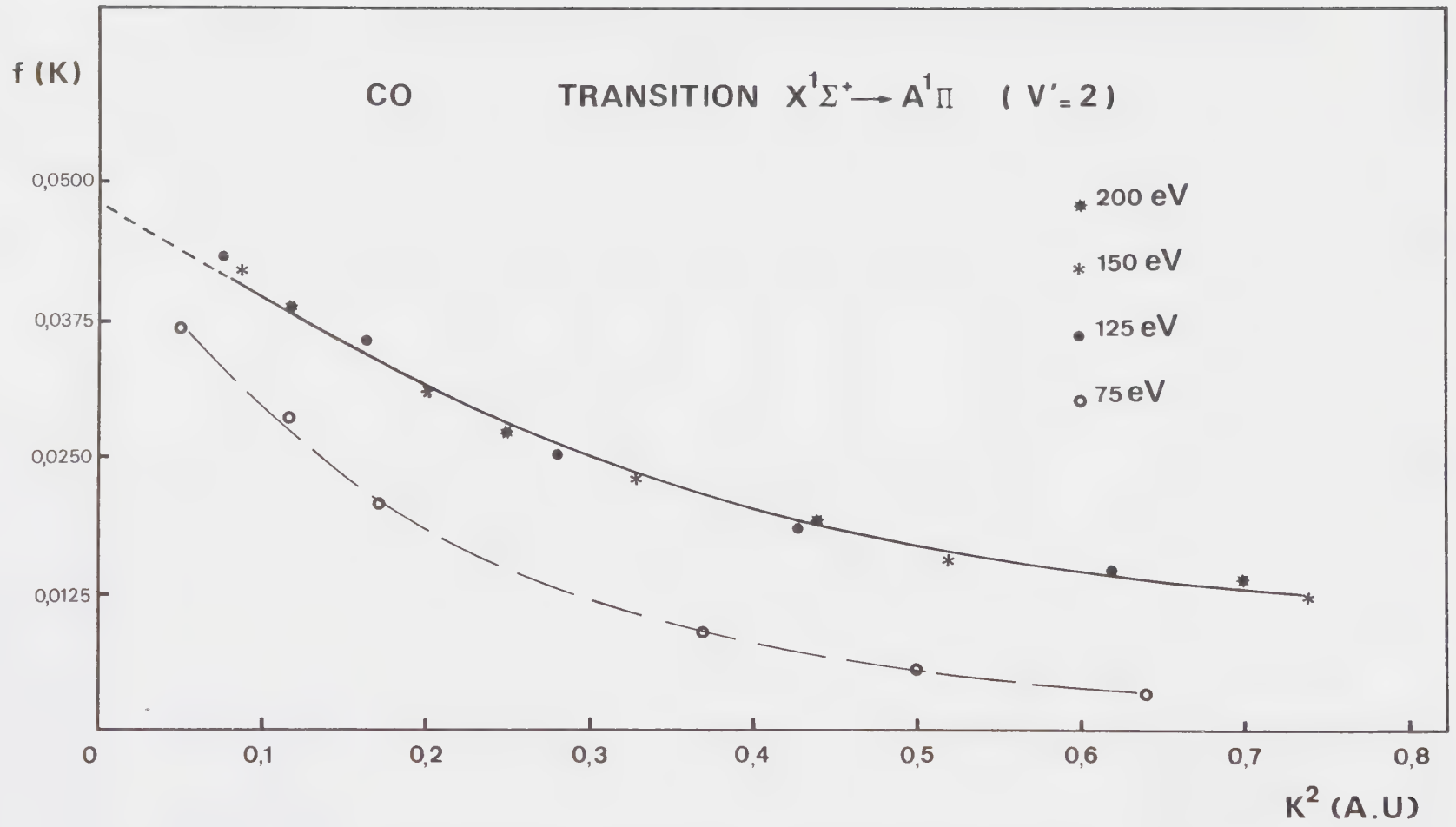
En extrapolant la courbe moyenne de f(K) pour les faibles valeurs de K^2, on obtient une valeur de force d'oscillateur optique de 0,048. Cette valeur est en bon accord avec les valeurs expérimentales obtenues par LASSETTRE et SKERBELE (84) : 0,0430 et par MEYER et LASSETTRE (92) : 0,045 $\pm$ 0,005.

Il est possible, connaissant les forces d'oscillateurs généralisées pour le niveau v' = 2, de calculer les forces d'oscillateurs généralisées pour les autres niveaux (v' = 0 à 12). Il suffit pour cela d'utiliser les intensités relatives rapportées tableau VIII, ces intensités étant proportionnelles aux sections efficaces vibrationnelles relatives. Pour ce calcul, nous avons

E(eV) / V'	50	80	120	180	I moyen	LASSETTRE (61)	Facteurs de FRANCK-CONDON (91)
0	0,490(5°) 0,473(20°)	0,475	0,467	0,458	0,475	0,489	0,49
1	0,935(5°) 0,882(20°)	0,907	0,909	0,911	0,907	0,905	0,94
2	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,00
3	0,785	0,800	0,818	0,825	0,798	0,821	0,79
4	0,530	0,537	0,551	0,567	0,546	0,561	0,52
5	0,310	0,328	0,332	0,334	0,320	0,339	0,30
6	0,175	0,182	0,190	0,194	0,181	0,182	0,16
7	0,091	0,092	0,098	0,100	0,095	0,092	0,080
8	0,045	0,045	0,048	0,050	0,047	0,045	0,039
9	0,021	0,021	0,023	0,022	0,022	0,022	0,018
10	0,009	0,009	0,010	0,010	0,010	0,010	0,008
11	0,004	0,005	0,005	0,004	0,004	0,005	0,004
12	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002

Tableau VIII **Etat $A^1\Pi$**

INTENSITES RELATIVES



VARIATION DE f (K) EN FONCTION DE K^2.

FIG.33

utilisé les rapports moyens d'intensité obtenus aux différentes énergies incidentes (50 - 80 - 120 - 180 eV).

Par extrapolation des forces d'oscillateurs généralisées à $K^2 = 0$ on peut en déduire la force d'oscillateur optique pour l'état $A\,^1\Pi$. La valeur obtenue est :

$$f_o = \sum_{v'} f_{v'} = 0,204$$

Cette valeur peut être comparée à la valeur expérimentale donnée par LASSETTRE et SKERBELE : 0,195 et aux valeurs déterminées à partir de mesures de durées de vie (93) (94).

3.3. HELIUM

Lorsque l'on opère par la méthode des coïncidences, le niveau étudié est défini par la longueur d'onde associée au photon de désexcitation et par l'énergie de l'électron diffusé. Dans la présente expérience, *les filtres interférentiels utilisés ne laissent passer que les photons correspondant à l'une des désexcitations du niveau étudié*. Par contre, l'analyseur d'électrons transmet, en plus des électrons correspondant à la transition étudiée, des électrons correspondant aux autres transitions de la même série.

Les mesures ne sont pas perturbées par des désexcitations en cascades provenant de niveaux de séries supérieures; les photons correspondant qui sont transmis au détecteur contribuent uniquement à accroître le nombre de coïncidences accidentelles. Ce n'est que lorsque l'analyseur transmet des électrons d'un niveau qui peut se désexciter sur le niveau étudié que le nombre de coïncidences réelles peut être perturbé.

3.3.1. TRANSITION $1^1S \rightarrow 3^1P$

Des mesures en coïncidences sur un niveau bien résolu de l'atome d'hélium ont tout d'abord été effectuées. Les expériences ont porté sur le processus d'excitation :

$$He(1^1S) + e^- \rightarrow e^- + He(3^1P)$$

suivi de la désexcitation radiative $3^1P \rightarrow 2^1S$. Les expériences sont effectuées à une pression de 2 mtorr dans la cible; l'étude de la variation du nombre de photons en fonction de la pression nous a montré, qu'à cette pression, le processus d'auto-absorption de la raie de résonance $3^1P \rightarrow 1^1S$ est négligeable.

Un exemple de spectre d'amplitude des impulsions données par le convertisseur temps-amplitude est présenté figure 34; ce spectre a été obtenu pour une énergie des électrons incidents de 100 eV à un angle de diffusion de 5°. Le temps de comptage est de 30 minutes, le rapport signal sur bruit est d'environ 35. Pour ce niveau et pour un point de mesure, un bon rapport signal sur bruit peut être obtenu en un temps relativement court. Le retard observé correspond bien à celui que nous avons prévu, le "pic" disparaît si l'on règle l'énergie d'accélération des électrons sur, par exemple, un autre niveau n^1P de l'hélium.

Nous avons vérifié, l'énergie des électrons étant de 100 eV que, dans un domaine de pression compris entre 1,5 et 6 mtorr, le nombre de coïncidences réelles obtenu par unité de temps varie linéairement en fonction de la pression. La courbe correspondante est reproduite figure 35; nous avons également porté sur cette figure les variations, en fonction de la pression,des nombres d'électrons et de photons détectés par seconde.

Les mesures de coïncidences effectuées dans un domaine d'énergie compris entre 50 et 200 eV, à un angle de diffusion de 5°, nous donnent la courbe de variation de la section efficace relative. Cette courbe est reproduite figure 36; les points expérimentaux que nous avons indiqués correspondent à différentes séries de mesures. Sur la figure sont également portées les valeurs déduites des résultats expérimentaux de CHAMBERLAIN (24) pour la transition $1^1S \rightarrow 2^1P$, en appliquant la relation $\sigma 3^1P/\sigma 2^1P = 0{,}203$.

Les points expérimentaux concordent bien avec ceux obtenus à partir de la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés. Des mesures effectuées pour un niveau bien résolu électroniquement permettent de vérifier que le nombre de coïncidences réelles est proportionnel à la section efficace d'excitation de l'atome sur ce niveau.

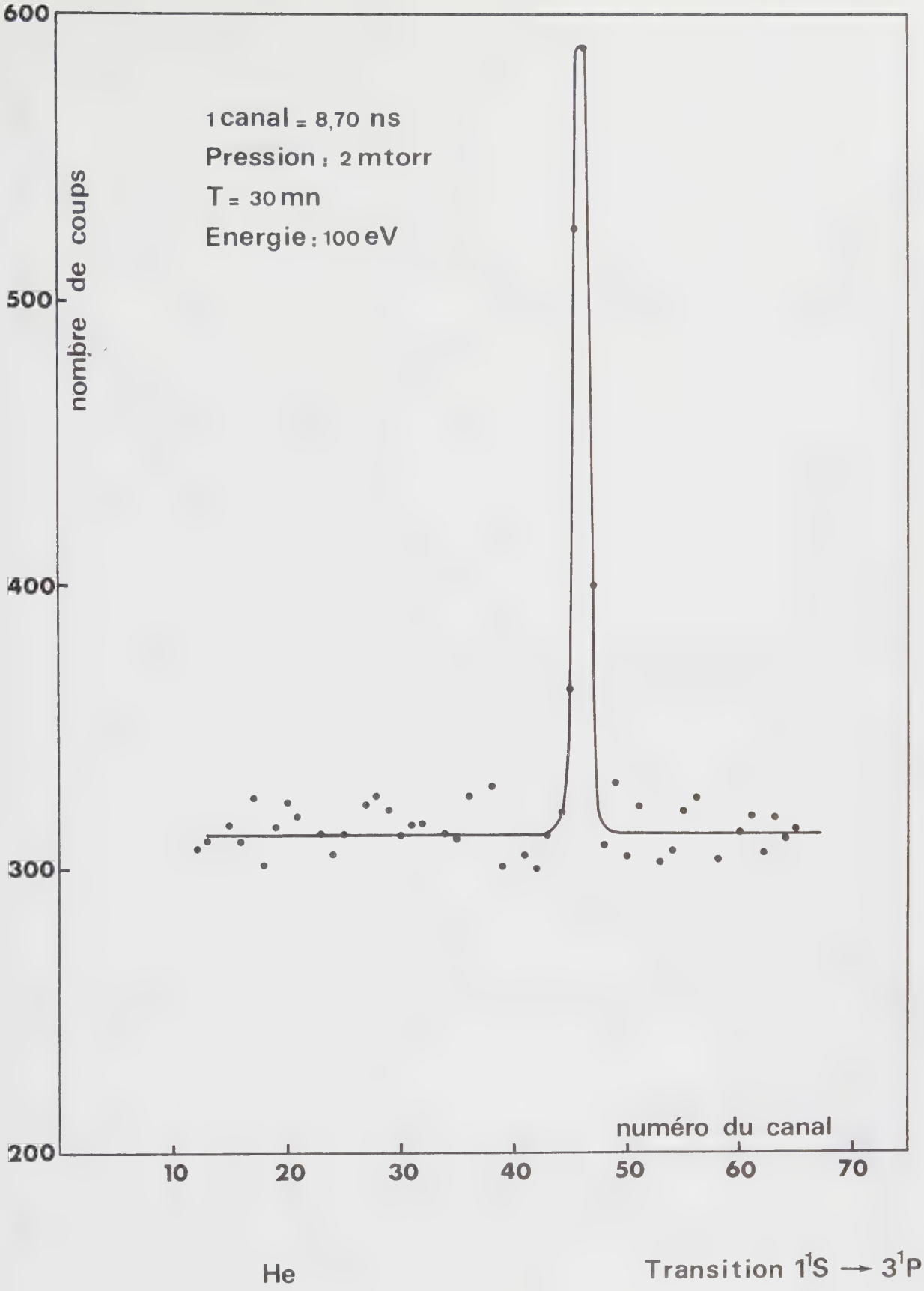


FIG. 34 SPECTRE DE COÏNCIDENCES.

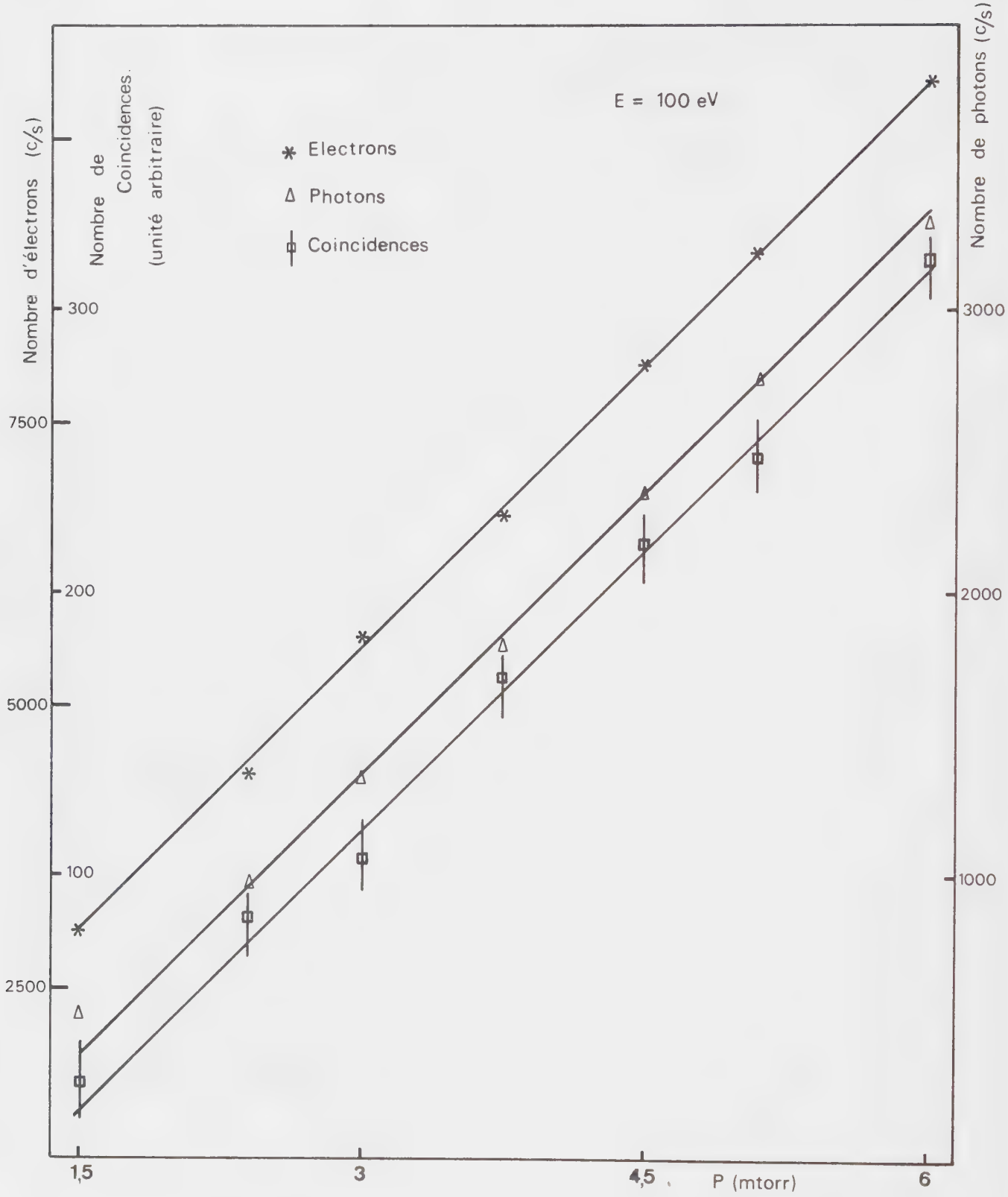


FIG.35 He NIVEAU 3^1P

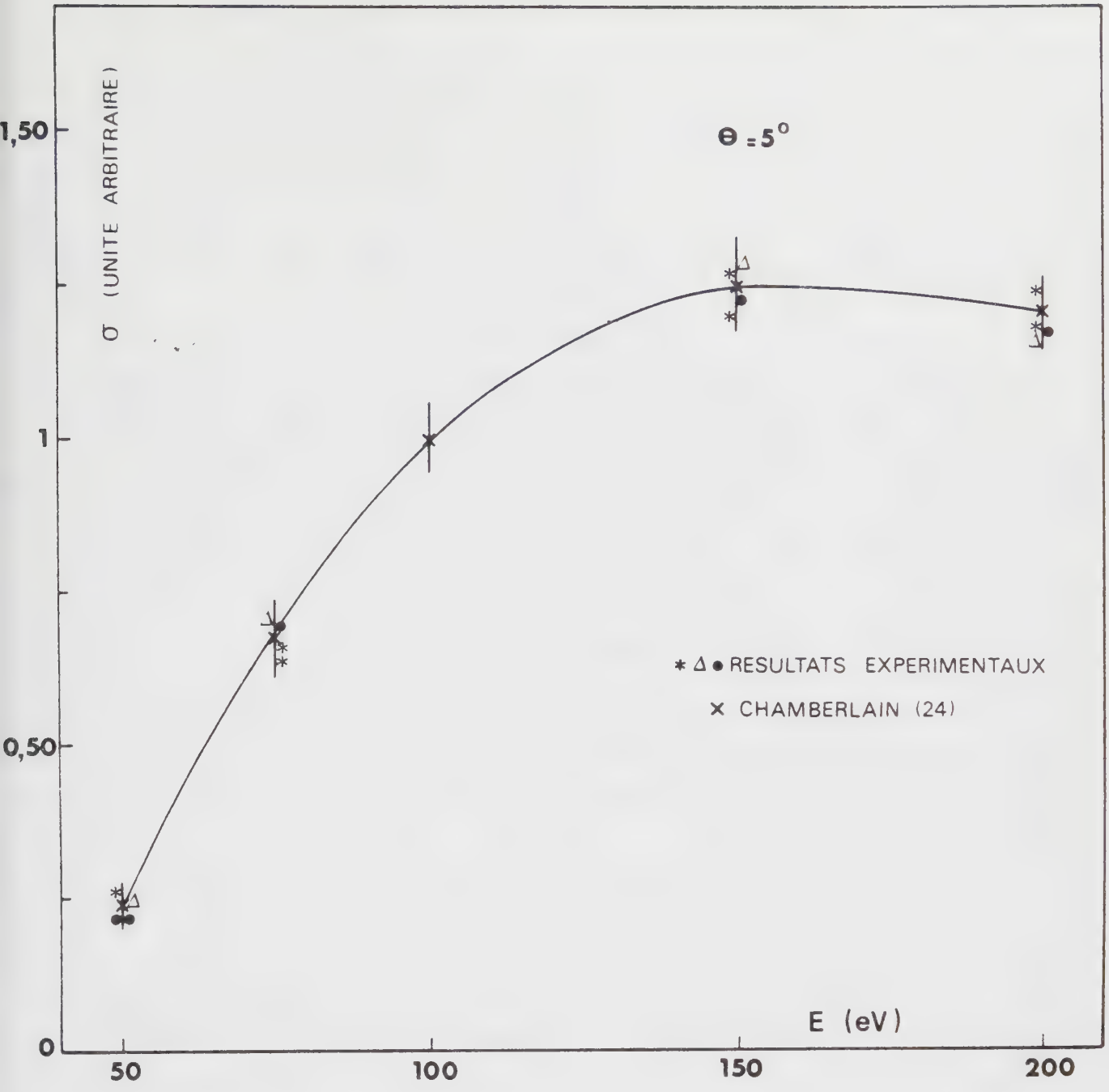


FIG.36 He Transition $1^1S \rightarrow 3^1P$.

Variation de la section efficace

en fonction de l'énergie.

3.3.2. TRANSITIONS $1^1S \rightarrow 4^1S$ ET $1^1S \rightarrow 5^1S$

Nous avons étudié les processus d'excitation :

$$He(1^1S) + e^- \rightarrow e^- + He(n^1S) \quad , \quad n = 4 \text{ et } 5$$

suivi des désexcitations radiatives $4^1S \rightarrow 2^1P$ et $5^1S \rightarrow 2^1P$.

Les niveaux n^1S étant peuplés par cascades à partir des niveaux n^1P, le nombre de coïncidences réelles peut être perturbé ; l'importance de ce processus augmente en fonction de la pression par suite de l'auto-absorption de la raie de résonance $n^1P \rightarrow 1^1S$. A la pression utilisée, nous avons vu que le processus d'auto-absorption n'intervient pas ; on peut considérer alors, compte tenu des valeurs de probabilités de transition (62), que la pertubation qui en résulte est négligeable.

3.3.2.1. Sections efficaces différentielles

Des mesures en coïncidences nous ont permis d'obtenir, pour une énergie et à un angle de diffusion donnés, un nombre de coïncidences réelles proportionnel à la section efficace d'excitation de l'atome sur les niveaux 4^1S et 5^1S.

Pour donner nos mesures en unités absolues nous avons utilisé les valeurs obtenues précédemment pour la transition $1^1S \rightarrow 3^1P$. La variation dans l'efficacité de détection sur la "voie" des photons est déterminée en comparant, à une énergie de 200 eV, les rapports du nombre de photons détecté par seconde pour le niveau 3^1P et pour les niveaux 4^1S et 5^1S aux rapports de sections efficaces totales *absolues* mesurées expérimentalement par d'autres auteurs (7) (10) (13).

A un angle de diffusion de 5°, les courbes de variation de la section efficace en fonction de l'énergie des électrons incidents sont reproduites figures 37 et 38.

Le maximum de la section efficace est, pour cet angle, situé vers 80 eV; la variation est très faible entre 80 et 200 eV. On peut remarquer que, pour les transitions $1^1S \rightarrow 4^1S$ et $1^1S \rightarrow 5^1S$ la variation de la section efficace relative en fonction de l'énergie est sensiblement la même.

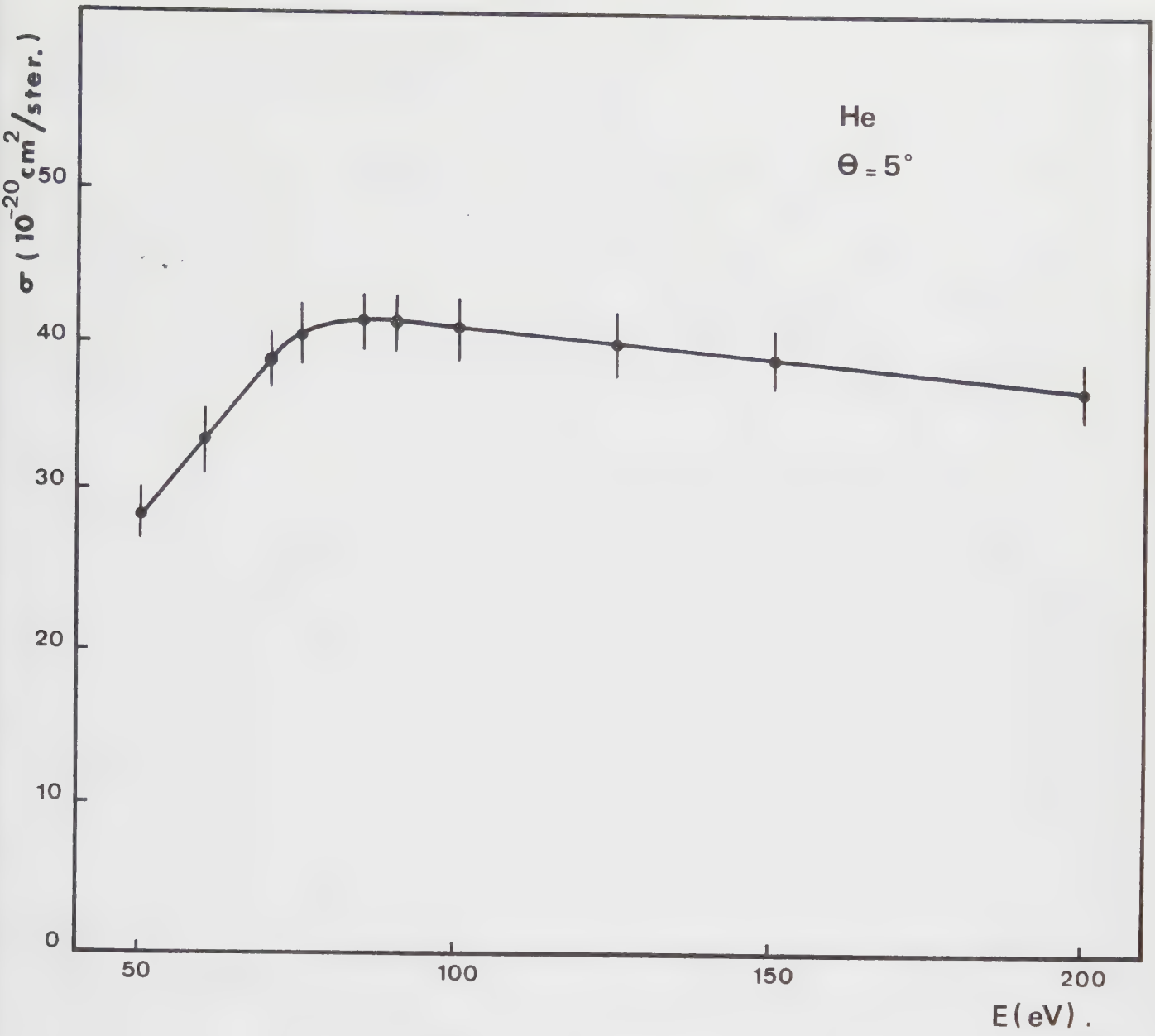
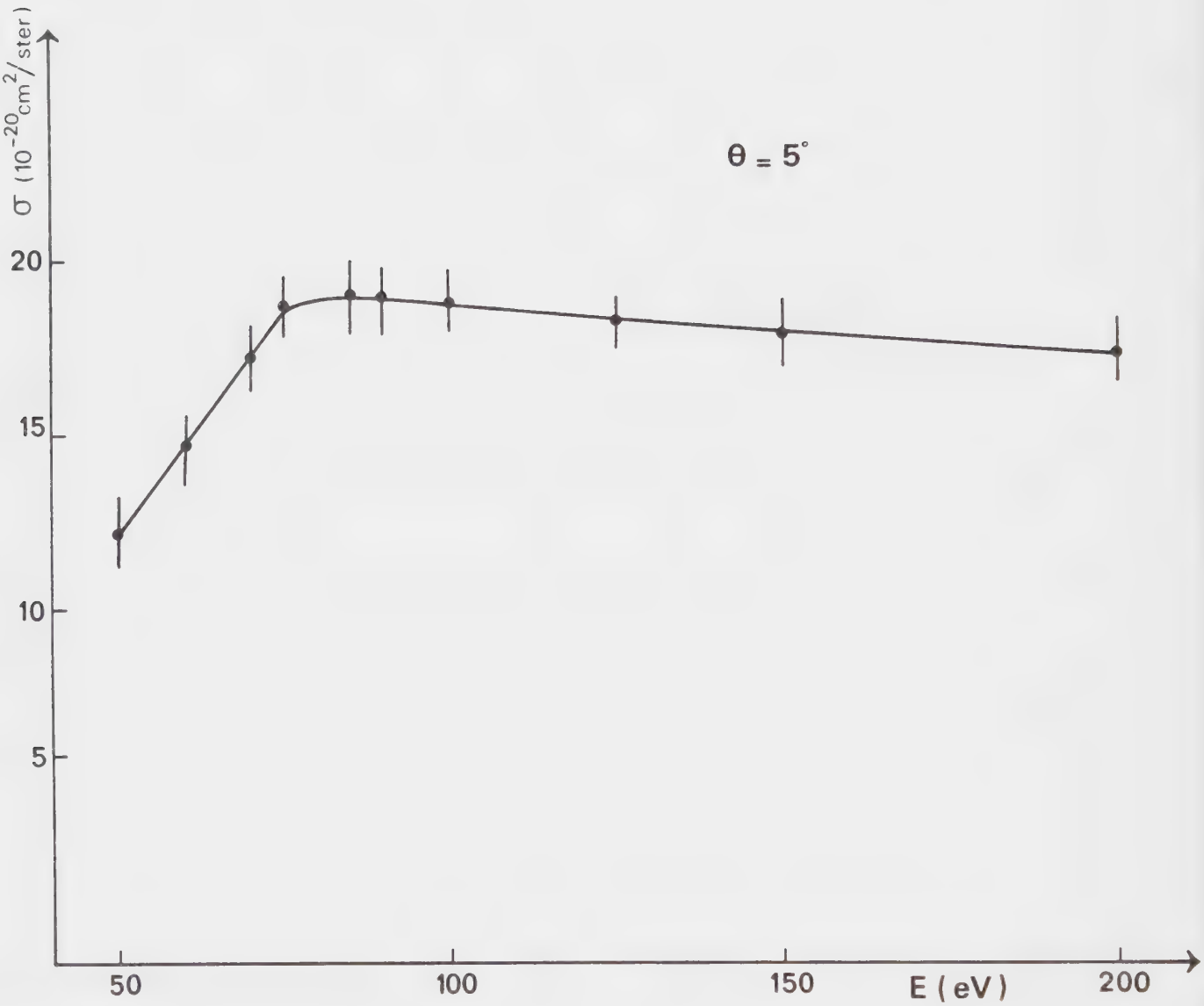


FIG.37 TRANSITION $1^1S \rightarrow 4^1S$.

Variation de la section efficace

en fonction de l'énergie.



He TRANSITION $1^1S \rightarrow 5^1S$

VARIATION DE LA SECTION EFFICACE

EN FONCTION DE L'ENERGIE.

FIG.38

Nous donnons, figure 39, pour la transition $1^1S \rightarrow 4^1S$, les courbes de variation de la section efficace en fonction de l'angle de diffusion, pour quelques énergies des électrons incidents.

Pour cette transition, il est possible d'effectuer une comparaison avec un résultat obtenu par LASSETTRE (61) à partir de la méthode d'analyse en énergiedes électrons diffusés. Cet auteur donne, pour une énergie des électrons de 48 eV à un angle de diffusion de 5°, un rapport $\sigma 4^1S/\sigma 2^1P$ de 0,018 $\pm$ 0,002. A partir de nos mesures effectuées dans les mêmes conditions d'expérience, nous obtenons : $\sigma 4^1S/\sigma 2^1P = 0,0172 \pm 0,0008$, valeur qui est en bon accord avec celle annoncée par LASSETTRE.

Nous avons reproduit, tableaux IX et X,les valeurs de sections efficaces mesurées par une énergie donnée en fonction de l'angle de diffusion. Les mesures de rapports de sections efficaces $\sigma n^1S/\sigma 2^1S$ montrent que, à énergie donnée, ces rapports varient peu en fonction de l'angle de diffusion. Les valeurs obtenues à 50 eV sont $\sigma 4^1S/\sigma 2^1S = 0,089 \pm 0,004$ et $\sigma 5^1S/\sigma 2^1S = 0,041 \pm 0,005$; on peut remarquer que ces rapports sont très comparables à ceux obtenus (61), à cette énergie, pour les transitions $1^1S \rightarrow n^1P$. Par ailleurs les rapports de sections efficaces différentielles $\sigma n^1S/\sigma n^1P$ varient très peu en fonction de n.

3.3.2.2. Forces d'oscillateurs généralisées

A partir des valeurs absolues de sections efficaces nous avons déduit les valeurs de forces d'oscillateurs généralisées f(K) définies par la relation (5).

Nous avons représenté, figure 40, les courbes de variation de f(K) en fonction de K^2. Les points expérimentaux correspondent à différentes énergies incidentes, la courbe en trait continu est tracée à partir de résultats théoriques (63) obtenus dans le cadre de la première approximation de BORN. On remarque que, dans le domaine d'énergie considéré, la divergence entre la théorie et l'expérience est importante en particulier pour les faibles énergies des électrons. Les valeurs de forces d'oscillateurs généralisées obtenues à une énergie de 200 eV sont assez éloignées de la courbe théorique; on peut penser que l'approximation de BORN ne rend bien compte de l'expérience que pour des énergies supérieures à environ 20 fois l'énergie de seuil des processus

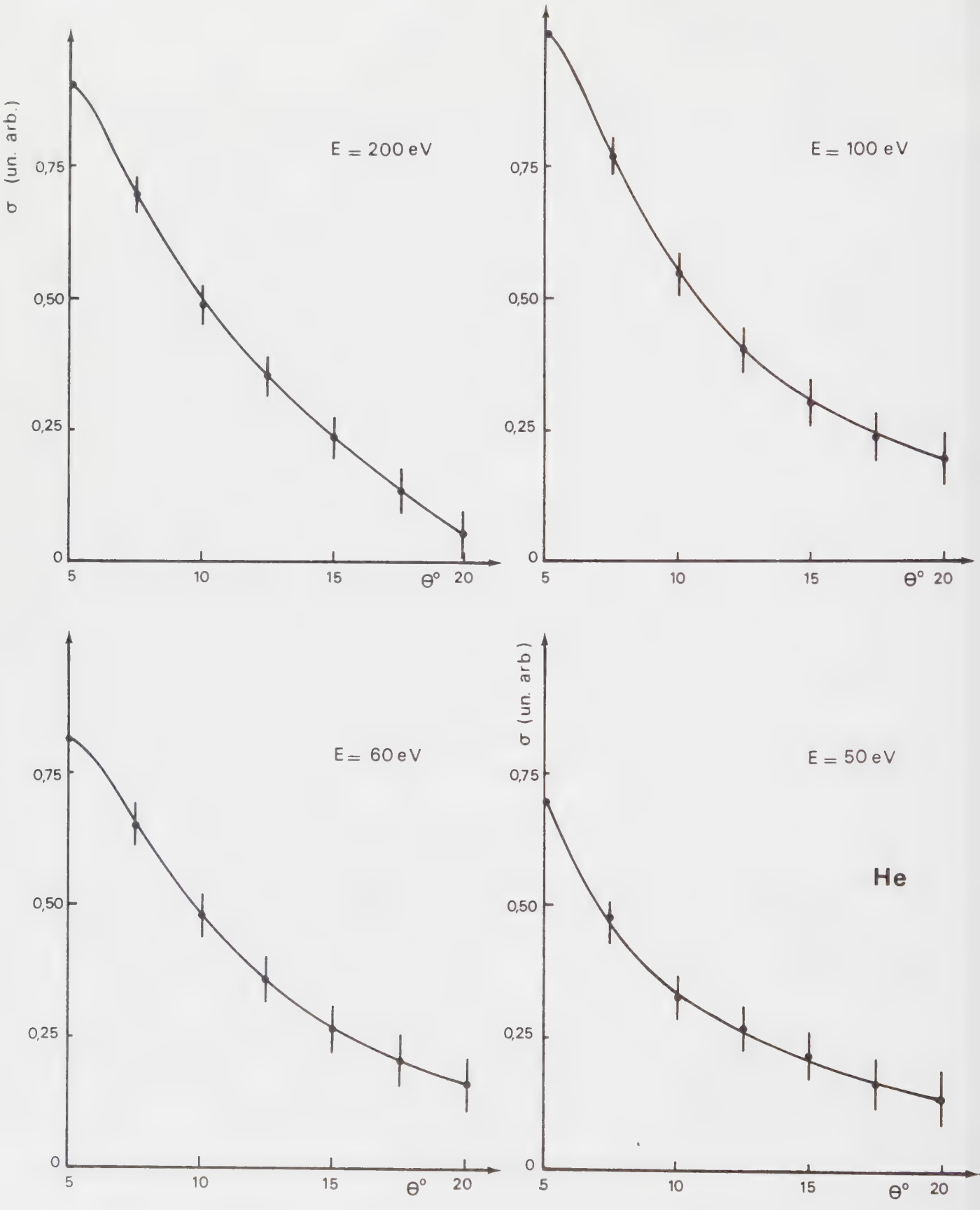


FIG .39

Transition $1^1S \rightarrow 4^1S$

Variation de la section efficace
en fonction de l'angle de diffusion.

He

E(eV) / θ°	50	60	70	75	85	100	125	150	200
5	28,70	33,62	38,54	40,59	41,61	41,00	40,18	38,95	36,90

E(eV) / θ°	50	60	100	200
7,5	19,47	26,65	31,57	28,29
10	13,53	19,68	22,55	20,09
12,5	11,07	14,35	16,40	14,76
15	9,02	10,66	12,30	9,84
17,5	6,97	8,20	9,84	5,33
20	5,74	6,56	7,79	2,09

Tableau IX **Transition $1^1S \rightarrow 4^1S$.**

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ABSOLUES.

(10^{-20} $cm^2/_{ster}$)

He

E (eV) / θ°	50	60	70	75	85	100	125	150	200
5	12,22	14,66	17,30	18,80	19,18	18,80	18,24	17,86	17,30

E (eV) / θ°	50	60	100	200
7,5	9,04	12,03	14,30	13,18
10	6,20	8,65	9,77	8,65
12,5	5,17	6,52	7,56	6,54
15	4,51	4,70	6,01	3,57
17,5	3,14	3,59	4,32	2,29
20	2,40	2,63	3,19	0,88

Tableau X **Transition $1^1S \rightarrow 5^1S$.**

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ABSOLUES.

($10^{-20} cm^2/_{ster}$)

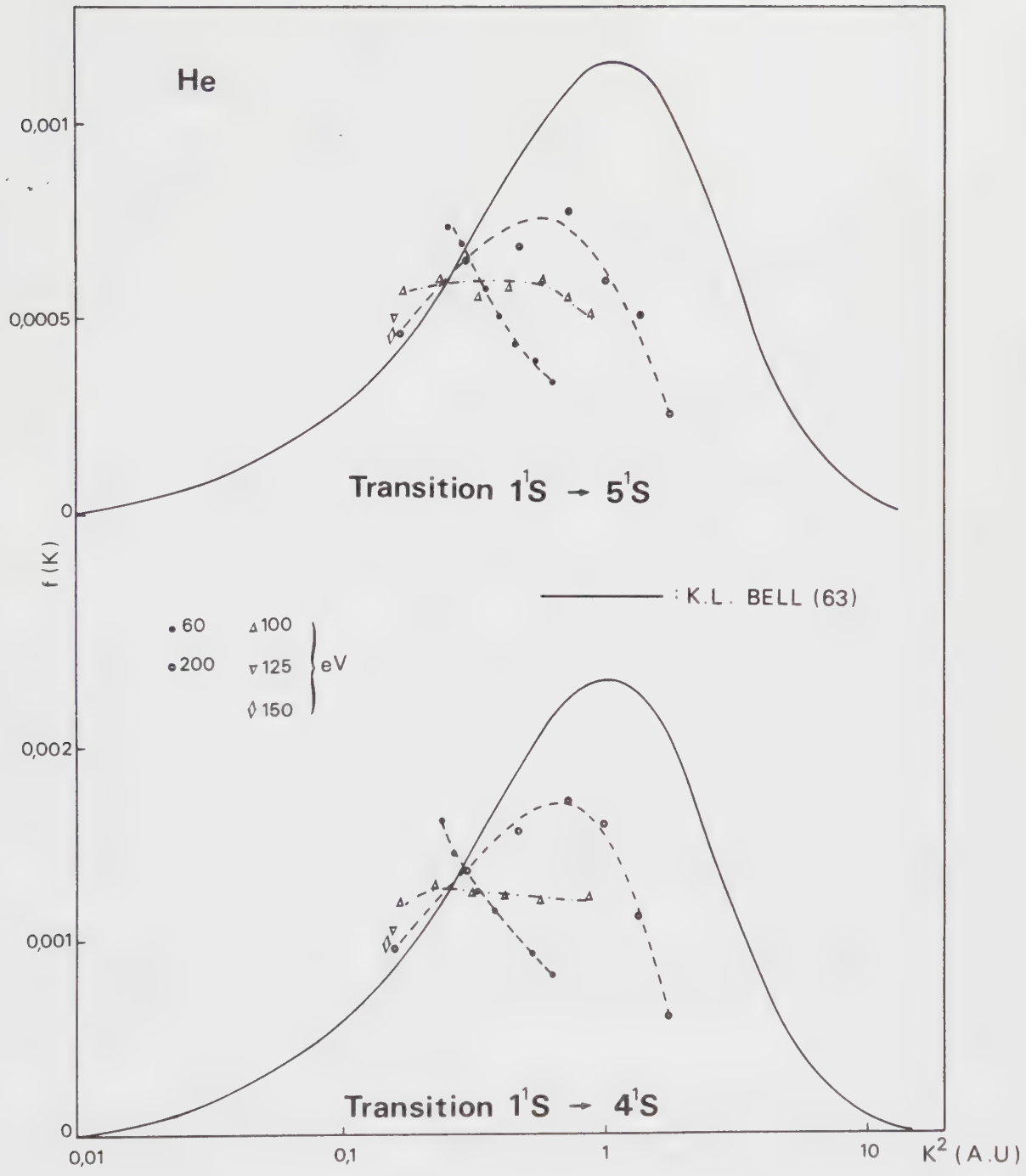


FIG.40 VARIATIONS DE f (K) EN FONCTION DE K^2.

considérés. Ceci est en accord avec les résultats obtenus lors de mesures de sections efficaces totales.

Des mesures récentes (10) (13) de sections totales montrent que, pour les niveaux n^1S, l'accord est bon entre la théorie et l'expérience tant que l'énergie incidente des électrons est supérieure à 400 - 500 eV; pour des énergies plus faibles, les valeurs expérimentales se situent sous la courbe théorique, la divergence étant d'autant plus grande que l'énergie est faible. Nos mesures nous donnent des valeurs expérimentales de f(K) situées plutôt sous la courbe théorique, l'accord est meilleur aux faibles valeurs du transfert d'impulsion K.

3.3.3. TRANSITION $1^1S \rightarrow 4^3S$

Nous avons étudié le processus d'excitation:

$$He(1^1S) + e^- \rightarrow e^- + He(4^3S)$$

suivi de la désexcitation radiative $4^3S \rightarrow 2^3P$. Lesspectres d'amplitude présentant un rapport signal sur bruit convenable sont, pour ce niveau, plus longs à obtenir (de une heure à quelques heures suivant les conditions d'expérience). Les mesures n'ont pas été poursuivies au-delà de 100 eV, le rapport signal sur bruit devenant très faible; par contre, nous avons effectué des mesures pour des énergies inférieures à 50 eV.

A un angle de diffusion de 5°, la courbe de variation de la section efficace en fonction de l'énergie (40 - 100 eV) est présentéefigure 41. Cette courbe, caractéristique d'un état triplet, présente un maximum prononcé vers 42 eV.

Nous avons reproduit, figure 42, les courbes de variation de la section efficace en fonction de l'angle de diffusion, pour quelques énergies des électrons incidents; la distribution angulaire des électrons diffusés tend ,lorsque l'énergie diminue, vers un comportement isotrope.

Pour la transition $1^1S \rightarrow 4^3S$, il est possible d'effectuer une comparaison avec un résultat donné par LASSETTRE (61) à partir de la méthode

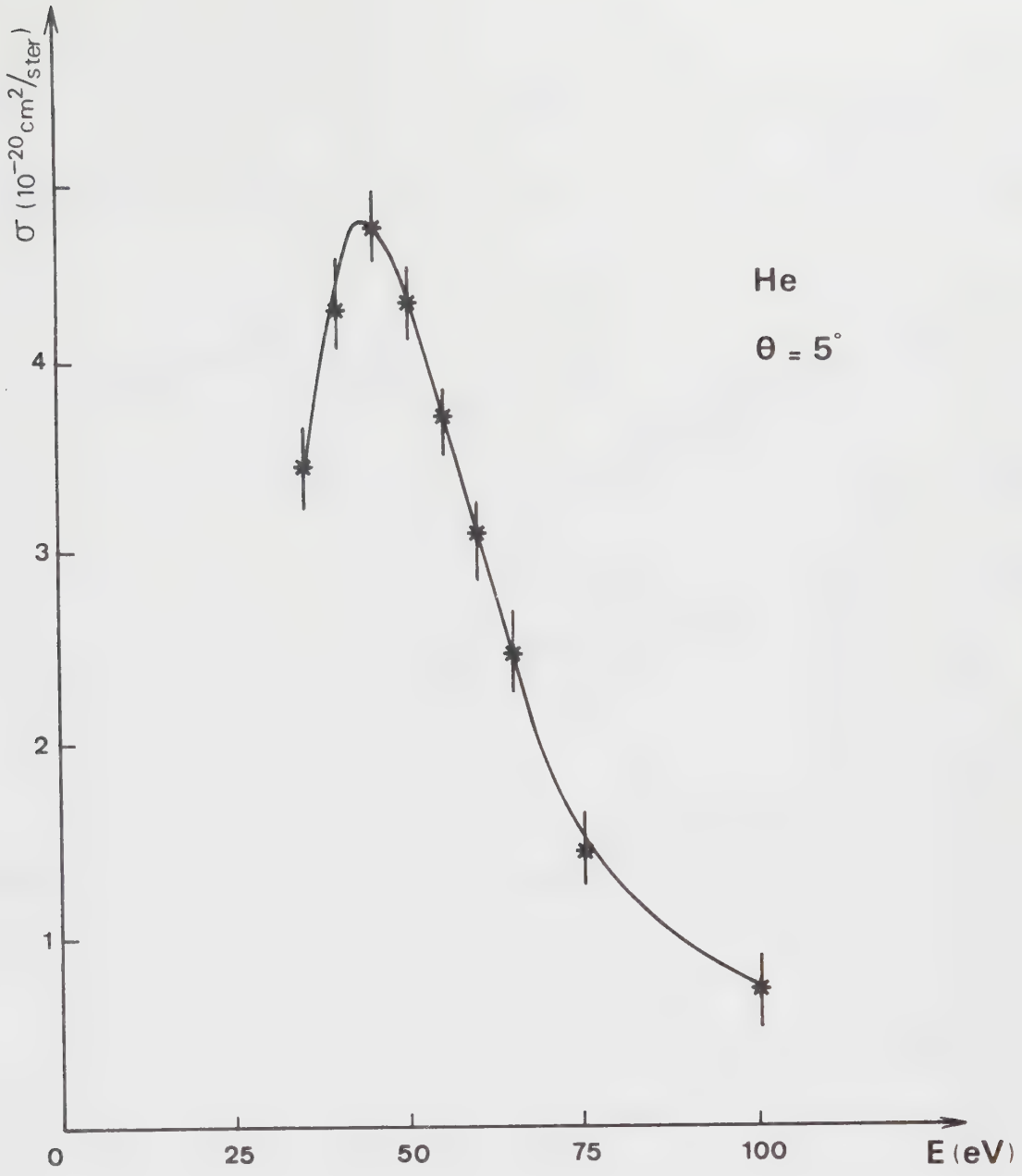


FIG. 41 TRANSITION $1^1S \rightarrow 4^3S$

VARIATION DE LA SECTION EFFICACE

EN FONCTION DE L'ENERGIE

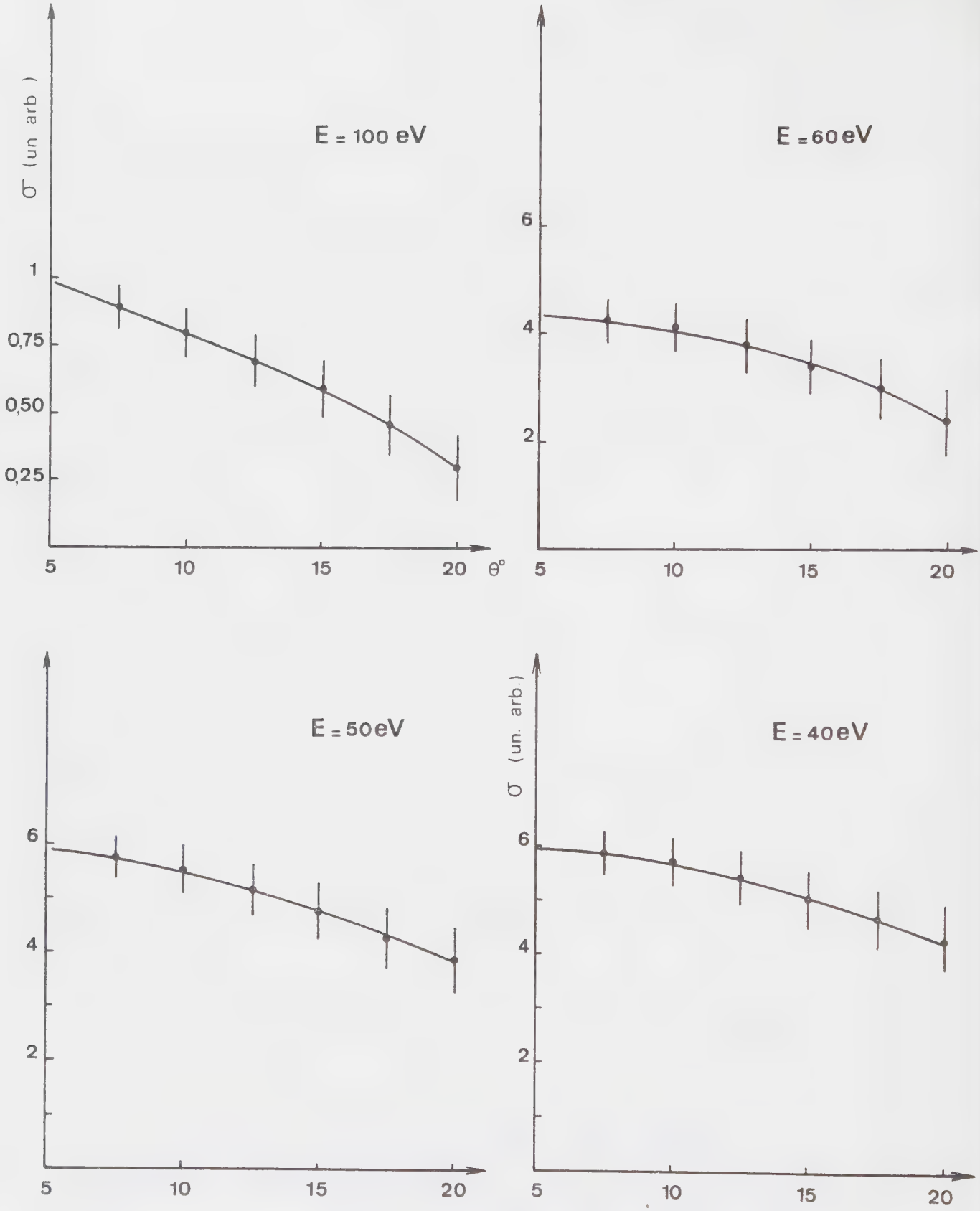


FIG.42 He TRANSITION $1^1S \rightarrow 4^3S$

VARIATION DE LA SECTION EFFICACE

EN FONCTION DE L'ANGLE DE DIFFUSION

He

θ° \ E eV	35	40	45	50	55	60	65	75	100
5	3,69	4,41	4,83	4,32	3,82	3,22	2,53	1,44	0,746

θ° \ E eV	40	50	60	100
7,5	4,35	4,29	3,19	0,672
10	4,24	4,07	3,07	0,590
12,5	4,01	3,80	2,82	0,515
15	3,74	3,51	2,55	0,433
17,5	3,49	3,17	2,18	0,343
20	3,18	2,88	1,80	0,216

Tableau XI **Transition $1^1S \rightarrow 4^3S$**

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ABSOLUES

($10^{-20}\ cm^2/_{ster}$)

d'analyse en énergie des électrons diffusés. Cet auteur rapporte, à 48 eV et à 5°, un rapport $\sigma 4^3S/\sigma 2^1P$ de 0,002 - 0,003. A partir de nos mesures effectuées dans les mêmes conditions d'expérience, nous en déduisons : $\sigma 4^3S/\sigma 2^1P = 0,0026 \pm 0,0003$.

Nous avons reproduit, tableau XI, les valeurs de sections efficaces mesuréespour une énergie des électrons en fonction de l'angle de diffusion.

3.3.4. TRANSITIONS $1^1S \rightarrow 4^1D$ et $1^1S \rightarrow 5^1D$

Nous avons étudié les processus d'excitation :

$$He(1^1S) + e^- \rightarrow e^- + He\ (n^1D) \quad , n = 4 \text{ et } 5$$

suivi des désexcitations radiatives $4^1D \rightarrow 2^1P$ et $5^1D \rightarrow 2^1P$.

A partir des spectres d'amplitude obtenus à énergie donnée, en fonction de l'angle de diffusion, nous avons déduit les valeurs de sections efficaces différentielles d'excitation de l'atome sur ces niveaux. Les mesures ne sont pas perturbées par des processus de cascadesprovenant de niveaux supérieurs excités par impact électronique.

3.3.4.1. Sections efficaces différentielles

A un angle de diffusion de 5°, les courbes de variation de la section efficace en fonction de l'énergie des électrons incidents sont reproduites figure 43 et 44. Le maximum de la section efficace est, pour cet angle, situé vers 85 eV; de 100 à 200 eV, la variation de la section efficace est plus importante dans le cas des niveaux nD que dans celui des niveaux nS.

Pour ces transitions, il n'existe pas à notre connaissance aucune autre détermination expérimentale de sections efficaces différentielles. Nous donnons, figure 45, pour la transition $1^1S \rightarrow 4^1D$, les courbes de variations de la section efficace en fonction de l'angle de diffusion, pour quelques énergies des électrons incidents.

Nous avons reproduit, tableaux XII et XIII, les valeurs de sections

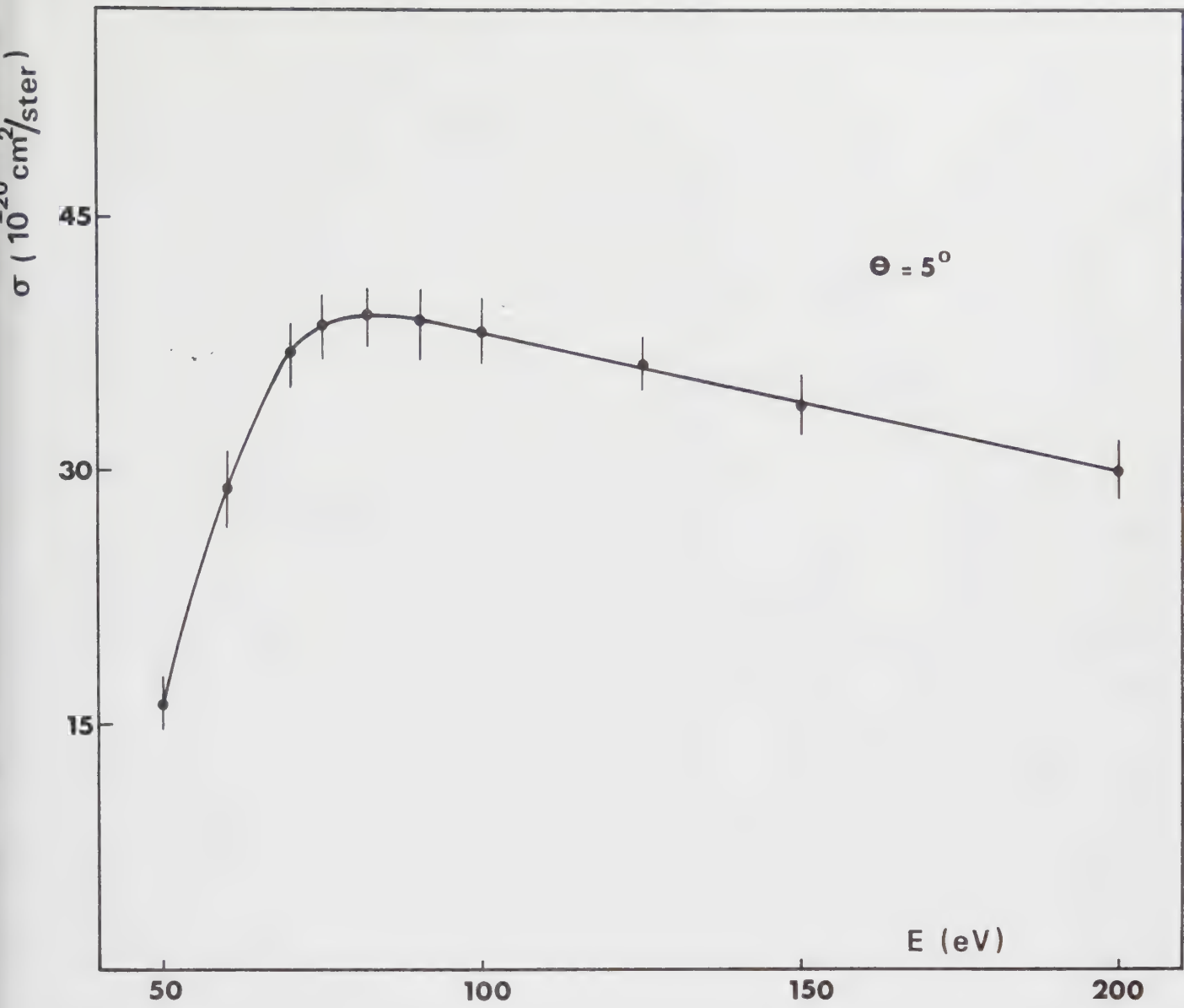
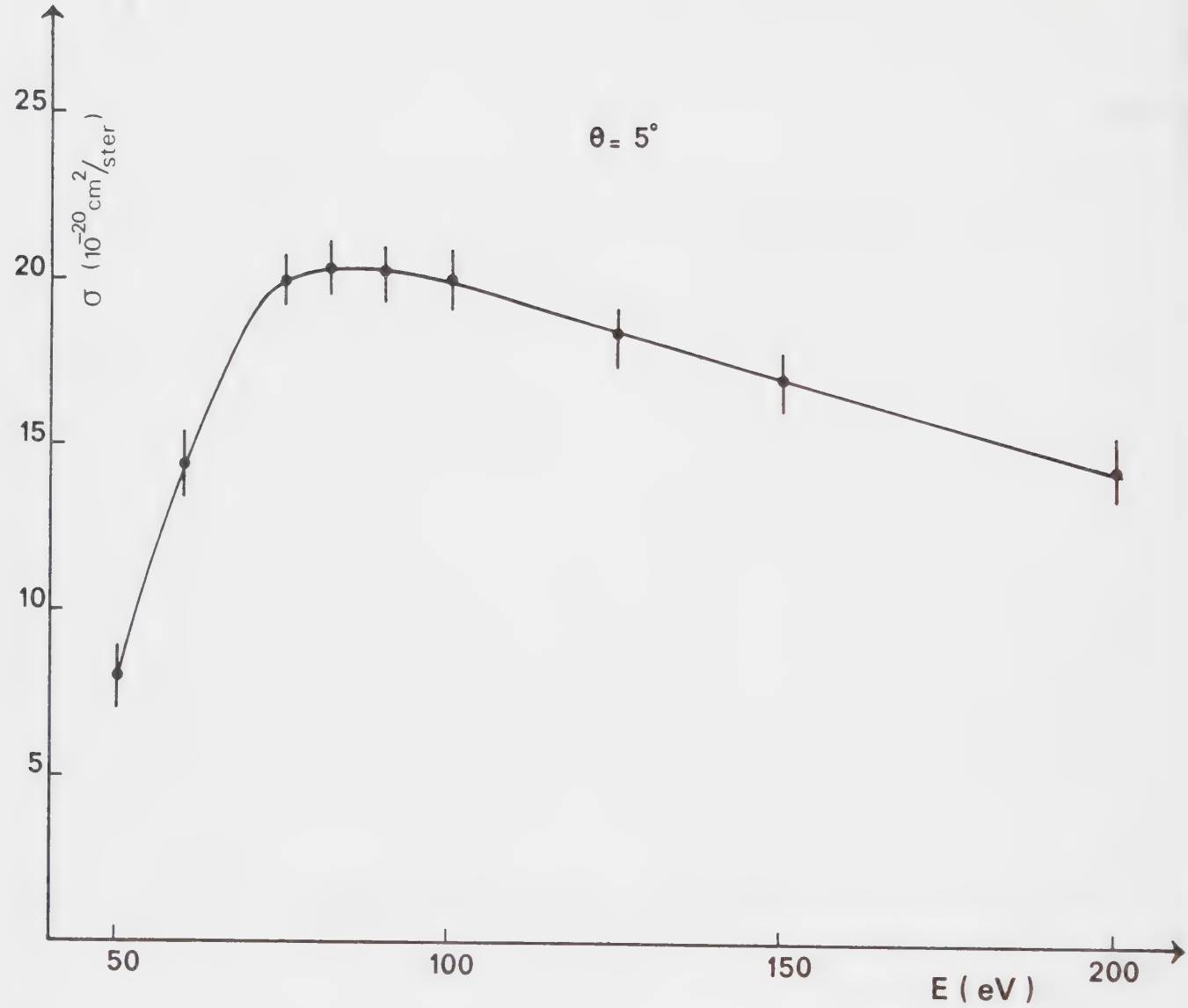


FIG.43 He Transition $1^1S \rightarrow 4^1D$

Variation de la section efficace

en fonction de l'énergie



He TRANSITION $1^1S \rightarrow 5^1D$.

VARIATION DE LA SECTION EFFICACE

EN FONCTION DE L'ENERGIE.

FIG.44

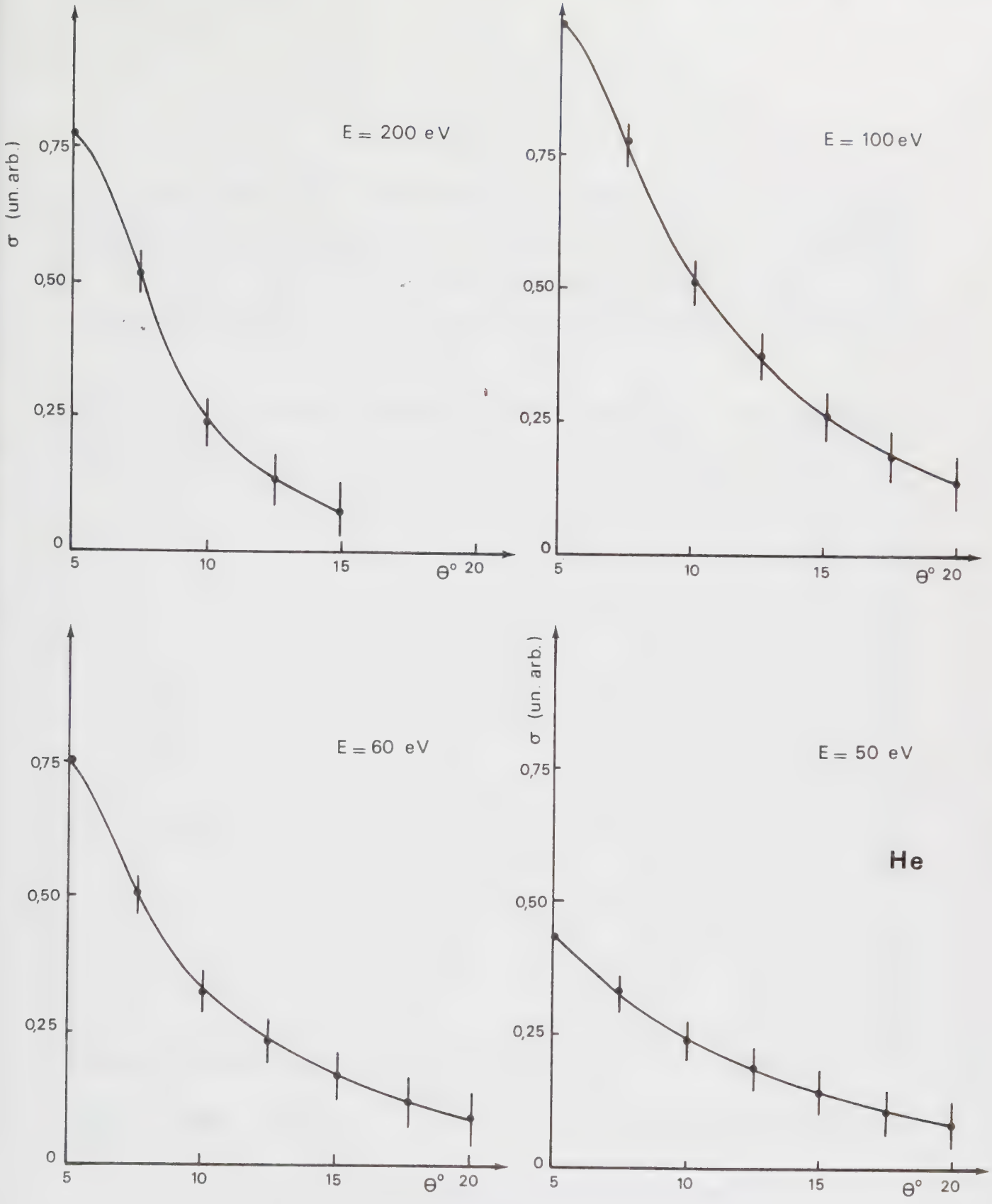


FIG. 45 Transition $1^1S \rightarrow 4^1D$

Variation de la section efficace
en fonction de l'angle de diffusion.

He

E (eV) / θ°	50	60	70	75	82	100	125	150	200
5	16,12	27,75	36,00	37,50	38,62	37,50	35,62	33,00	28,87

E (eV) / θ°	50	60	100	200
7,5	12,45	19,05	28,80	19,12
10	9,00	12,00	19,12	9,00
12,5	6,94	8,55	13,88	5,06
15	5,25	6,37	9,75	2,92
17,5	4,12	4,27	6,94	
20	3,07	3,26	5,25	

Tableau XII — **Transition $1^1S \rightarrow 4^1D$.**

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ABSOLUES.

(10^{-20} $cm^2/_{ster}$)

He

E (eV) / θ°	50	60	70	75	82	100	125	150	200
5	8,01	14,40	19,02	20,03	20,42	20,00	18,39	17,00	14,40

E (eV) / θ°	50	60	100	200
7,5	6,26	9,62	15,40	10,04
10	4,60	5,81	10,38	4,80
12,5	3,64	4,34	7,62	2,56
15	2,88	3,60	5,76	1,20
17,5	2,30	2,40	3,79	
20	1,76	1,94	2,90	

Tableau XIII **Transition $1^1S \rightarrow 5^1D$**

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ABSOLUES.

($10^{-20} cm^2/_{ster}$)

efficaces mesurées à énergie incidente donnée en fonction de l'angle de diffusion. La variation dans l'efficacité de détection sur la "voie" photons est déterminée comme précédemment en comparant, à une énergie de 200 eV, les rapports des taux de comptage en photons à des rapports de sections totales absolues.

Comme pour les transitions $1^1S \rightarrow n^1S$, les rapports de sections efficaces différentielles $\sigma n^1D/\sigma n^1P$ varient peu en fonction de n.

3.3.4.2. Forces d'oscillateurs généralisées

A partir des valeurs absolues de sections efficaces, nous avons déduit les valeurs de forces d'oscillateurs généralisées f(K). Pour quelques énergies des électrons incidents, les courbes de variation de f(K) en fonction de K^2 sont reproduites figure 46, la courbe en trait continu est tracée à partir des résultats théoriques de BELL (63). On remarque que, dans le domaine d'énergie considéré, la divergence entre la théorie et l'expérience est également importante pour ces transitions. L'accord entre les valeurs expérimentales et théoriques de f(K) semble meilleur aux grandes valeurs du transfert d'impulsion K.

A l'opposé des résultats obtenus pour les transitions $1^1S \rightarrow n^1S$, on peut noter que, pour les transitions $1^1S \rightarrow n^1D$, les valeurs expérimentales se situent plutôt au-dessus de la courbe théorique; ceci est en accord avec les résultats expérimentaux obtenus pour les sections efficaces totales (10) (13).

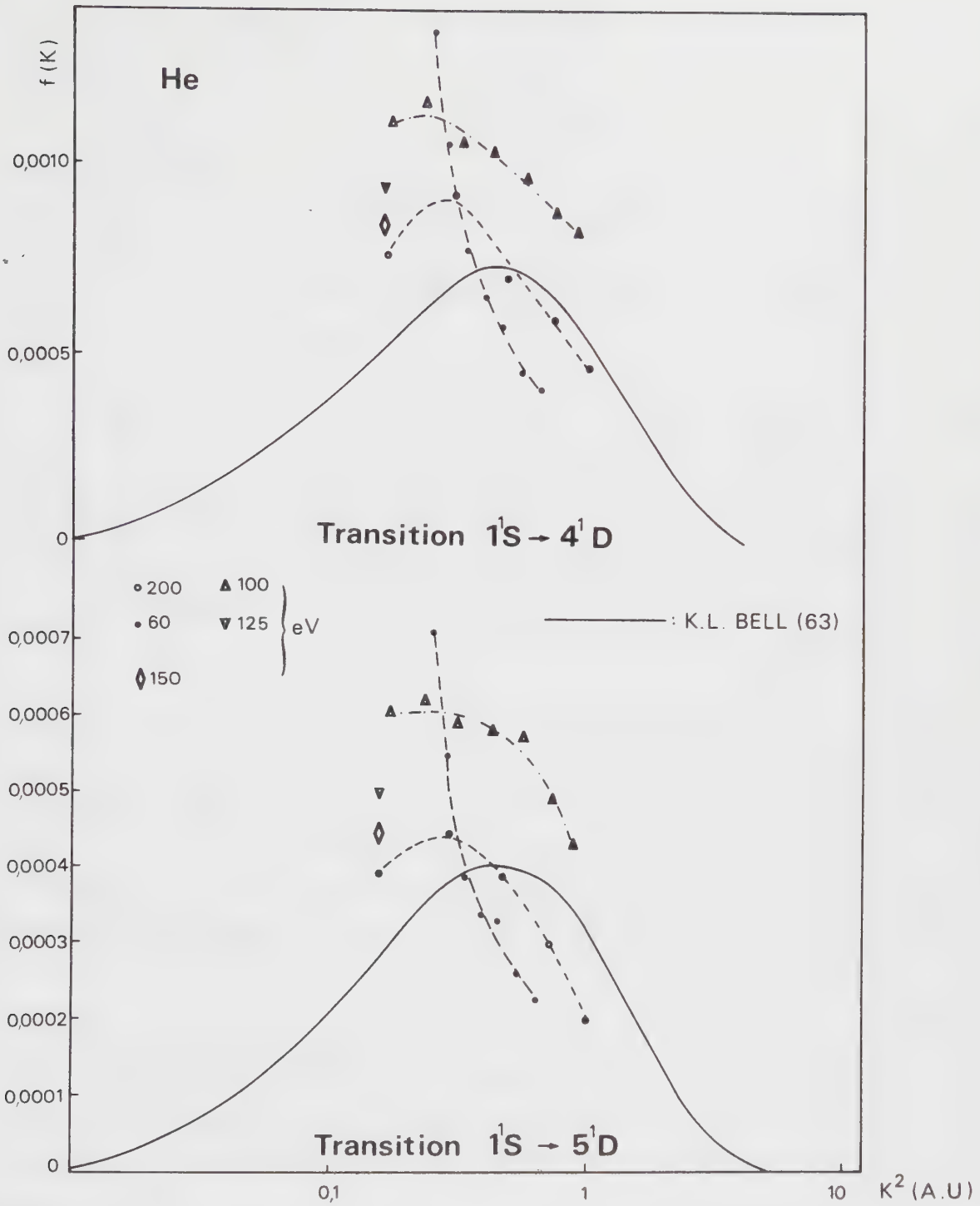


FIG.46 VARIATIONS DE f (K) EN FONCTION DE K^2.

CHAPITRE IV

MESURES ABSOLUES DE DUREES DE VIE

Nous avons effectué des mesures absolues de durées de vie pour quelques niveaux de l'hélium, du néon, de l'azote moléculaire et de l'oxyde de carbone. Par ailleurs, nous avons mis en évidence des processus secondaires par l'étude de la variation de la durée de vie de niveaux n^1P de l'hélium en fonction de la pression.

Pour obtenir des spectres de coïncidences présentant un bon rapport signal sur bruit, il est utile de connaitre les variations de sections efficaces totale et différentielle en fonction de l'énergie incidente. Lors d'une mesure de durée de vie, l'énergie correspondant au maximum de la section efficace totale n'est pas forcément la meilleure possible; le courant recueilli par l'analyseur dépend de la distribution angulaire des électrons diffusés qui présente souvent un maximum dans la direction $\theta = 0°$.

La plupart des expériences de mesures de durée de vie sont effectuées à faible angle de diffusion. On choisit alors l'énergie incidente en fonction, d'une part, de l'intensité du courant disponible à la sortie du sélecteur d'électrons et, d'autre part, de la position du maximum de la section efficace à cet angle. La largeur à mi-hauteur de la courbe de dispersion en énergie est de 50 - 60 meV.

4.1. HELIUM

Nos mesures portent, mis à part le niveau 3^1S, sur des niveaux nD et nS non résolus par analyse électronique; l'analyseur laisse passer, en plus des électrons relatif au niveau étudié, une partie ou la totalité des élec-

trons relatif à des niveaux voisins. Cependant, mis à part le niveau 4^1S, seuls les photons qui correspondent à l'une des désexcitations du niveau étudié sont transmis par les filtres interférentiels.

Pour les niveaux singulets, les expériences sont effectuées à un angle de diffusion de 5°, l'énergie des électrons incidents est prise égale ou supérieure à 50 eV. Lors de l'étude des niveaux triplets, l'énergie incidente est plus faible (35 eV) et les électrons diffusés sont recueillis à un angle plus élevé, en général à 10°.

Les expériences sont effectuées dans un domaine de pression dans la cible compris entre 1,5 mtorr et 30 mtorr; exception faite du niveau 4^1S, de nombreuses expériences ont montré que, dans ce domaine de pression, les durées de vie des niveaux étudiés sont indépendantes de la pression dans la cible.

4.1.1. NIVEAUX nD

Nous avons mesuré la durée de vie des niveaux 3^1D, 4^1D, 5^1D et 3^3D.

4.1.1.1. Niveau 3^1D

Le niveau 3^1D se désexcite spontanément par la transition $3^1D \rightarrow 2^1P$ (6678 Å). Le filtre utilisé est centré à 6680 Å, sa bande passante est de 35 Å.

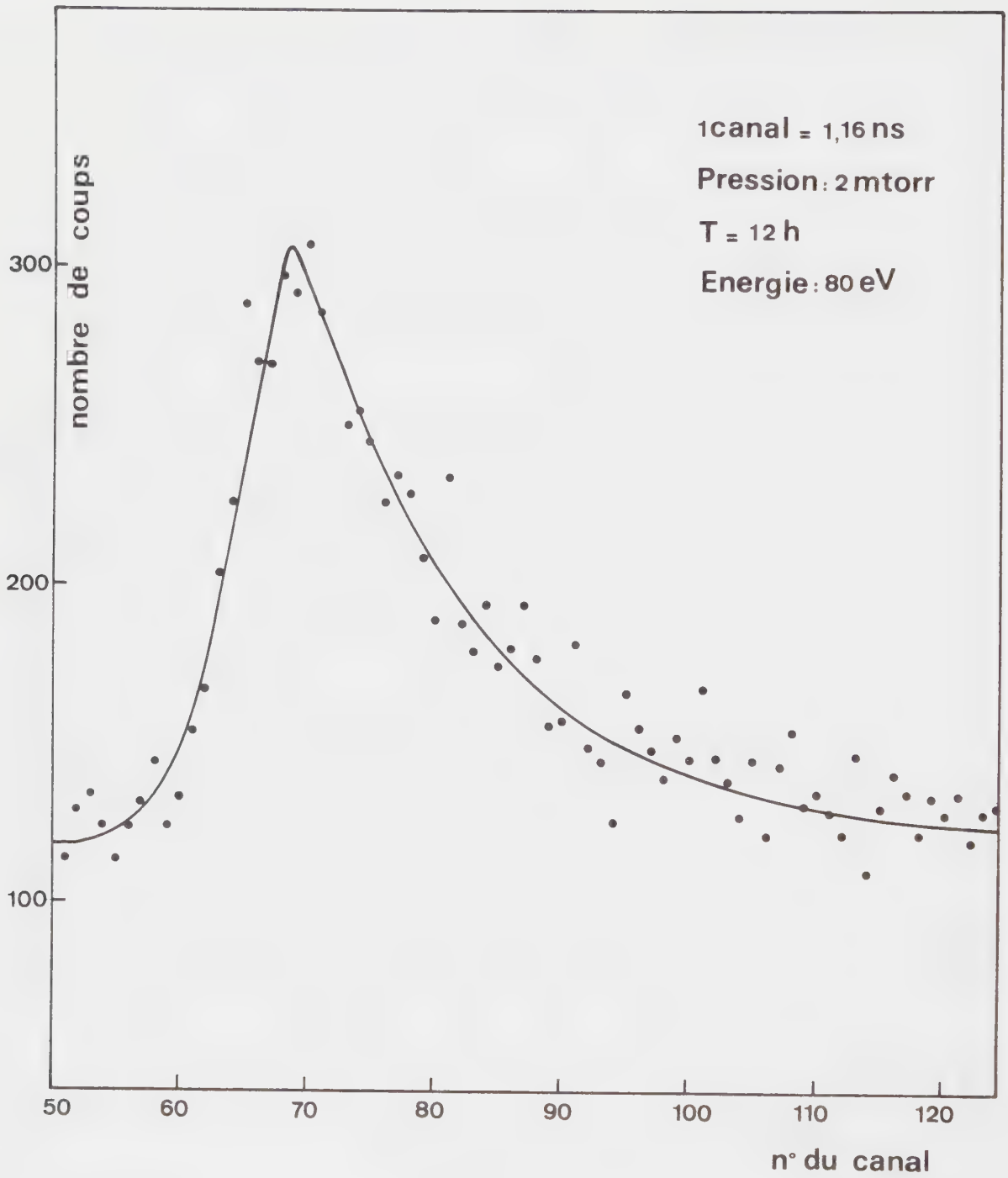
L'un des spectres de coïncidences obtenu à une pression de 2 mtorr dans la cible est présenté figure 47.

La durée de vie du niveau 3^1D est :

$\tau = 15,3 \pm 0,3$ ns.

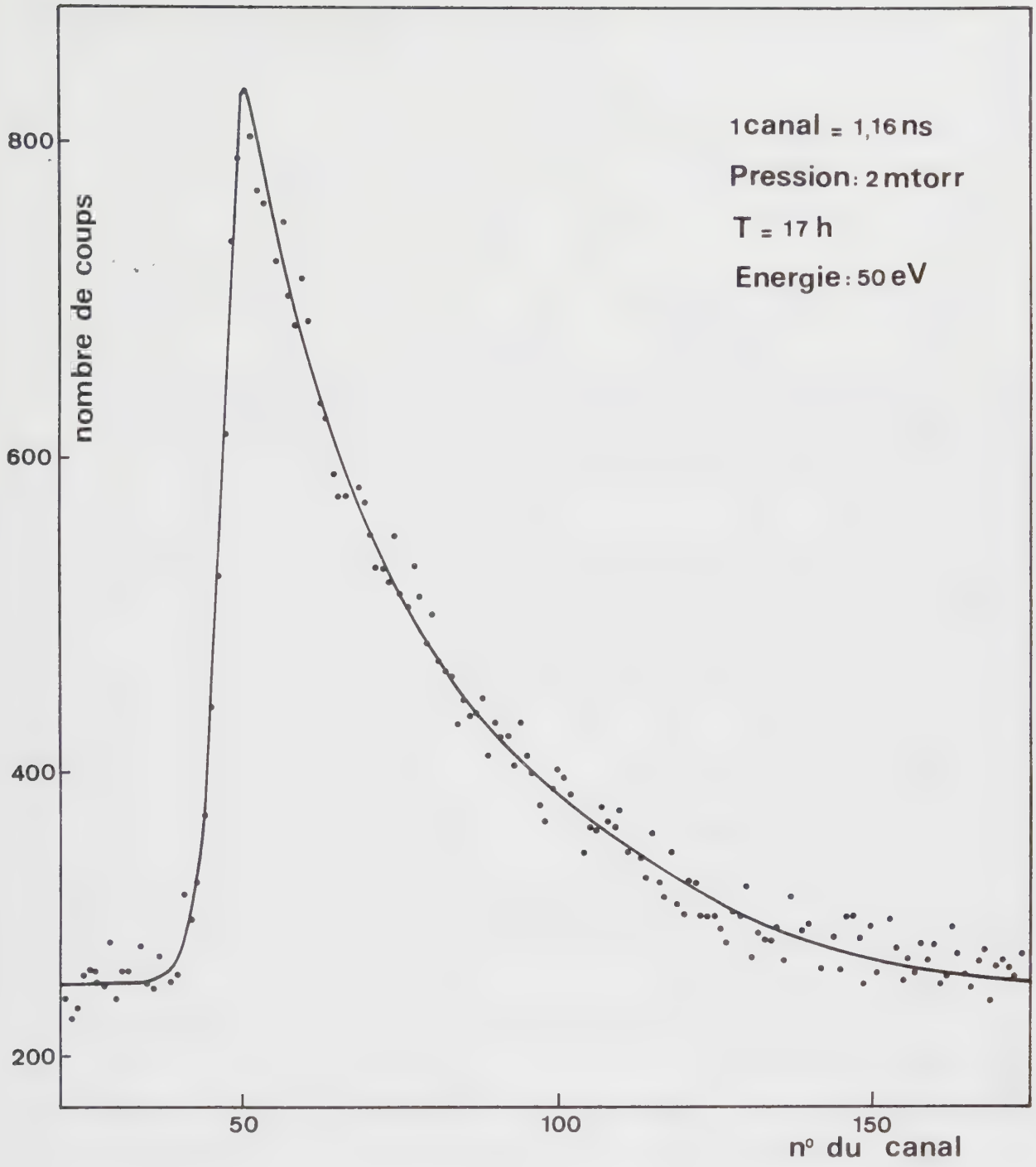
4.1.1.2. Niveau 4^1D

Le niveau 4^1D se désexcite par les transitions $4^1D \rightarrow 2^1P$ (4922 Å) et $4^1D \rightarrow 3^1P$ (19089 Å). Le filtre utilisé, centré à 4926 Å , a une bande passante de 14 Å .



SPECTRE DE COÏNCIDENCES.

FIG.47 He NIVEAU 3^1D



SPECTRE DE COÏNCIDENCES.

FIG.48 He NIVEAU 4^1D

A une pression de 2 mtorr dans la cible, l'un des spectres de coïncidences obtenu est présenté figure 48.

La durée de vie du niveau 4^1D est :

$\tau = 37 \pm 1$ ns

4.1.1.3. Niveau 5^1D

Le niveau 5^1D se désexcite spontanément par les transitions $5^1D \rightarrow 2^1P$ (4388 Å), $5^1D \rightarrow 3^1P$ (12 968 Å) et $5^1D \rightarrow 4^1P$ (41 216 Å). Le filtre utilisé, centré à 4390 Å, a une bande passante de 14 Å.

A une pression de 2 mtorr dans la cible, l'un des spectres de coïncidences obtenu est présenté figure 49.

La durée de vie du niveau 5^1D est :

$\tau = 69,5 \pm 1,7$ ns.

4.1.1.4. Niveau 3^3D

Le niveau 3^3D se désexcite par la transition radiative $3^3D \rightarrow 2^3P$ (5876 Å). Le filtre utilisé, centré à 5868 Å, a une bande passante de 40 Å.

L'un des spectres de coïncidences obtenu à une pression de 6mtorr est présenté figure 50.

La durée de vie du niveau 3^3D est :

$\tau = 13,3 \pm 0,7$ ns.

4.1.1.5. Discussion.

Les résultats obtenus pour les niveaux nD étudiés sont reportés tableau XIV ; nous y avons fait figurer les résultats d'auteurs ayant utilisé différentes techniques ainsi que les valeurs déduites du catalogue de probabilités de transition de WIESE (62).

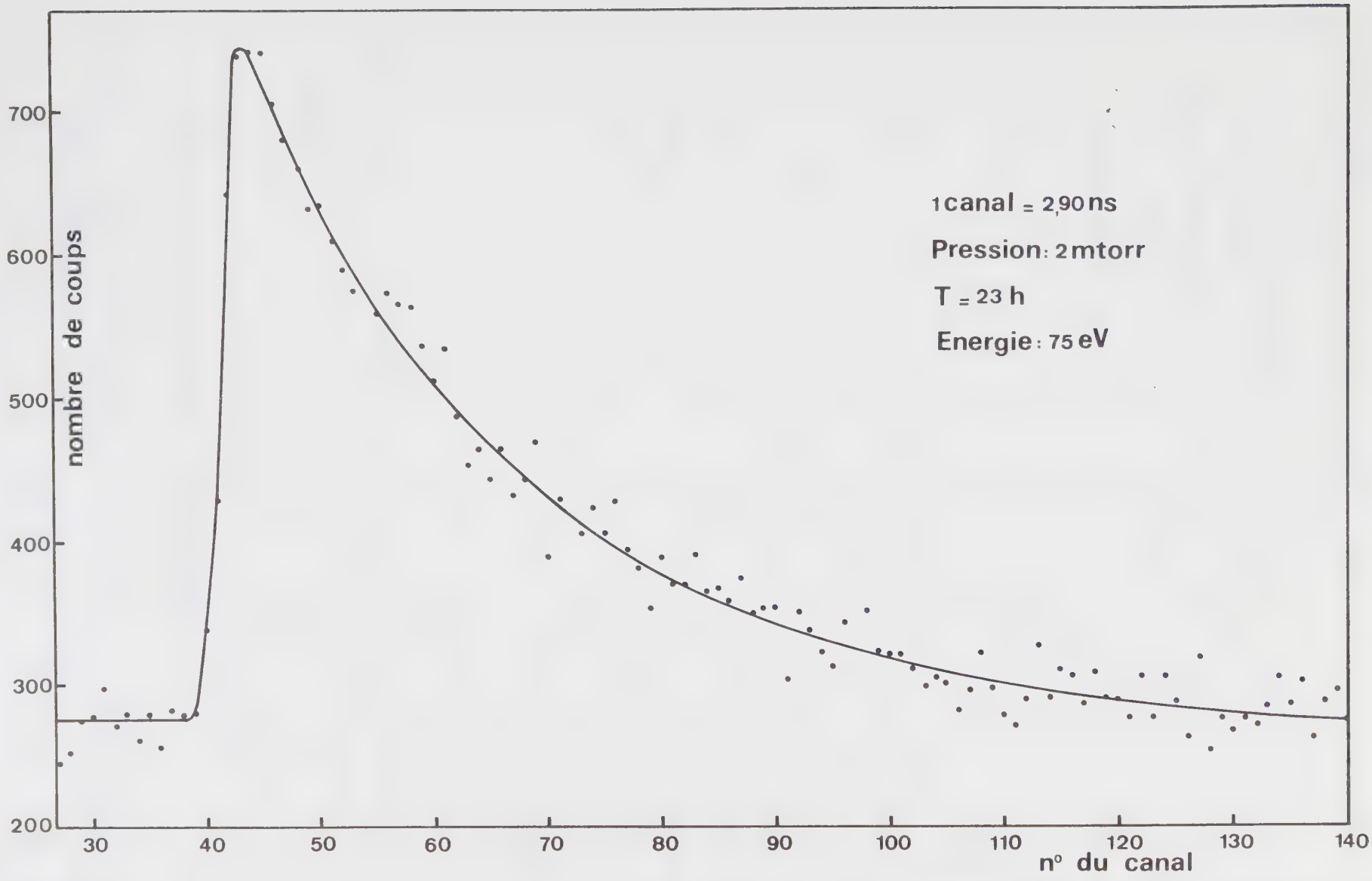
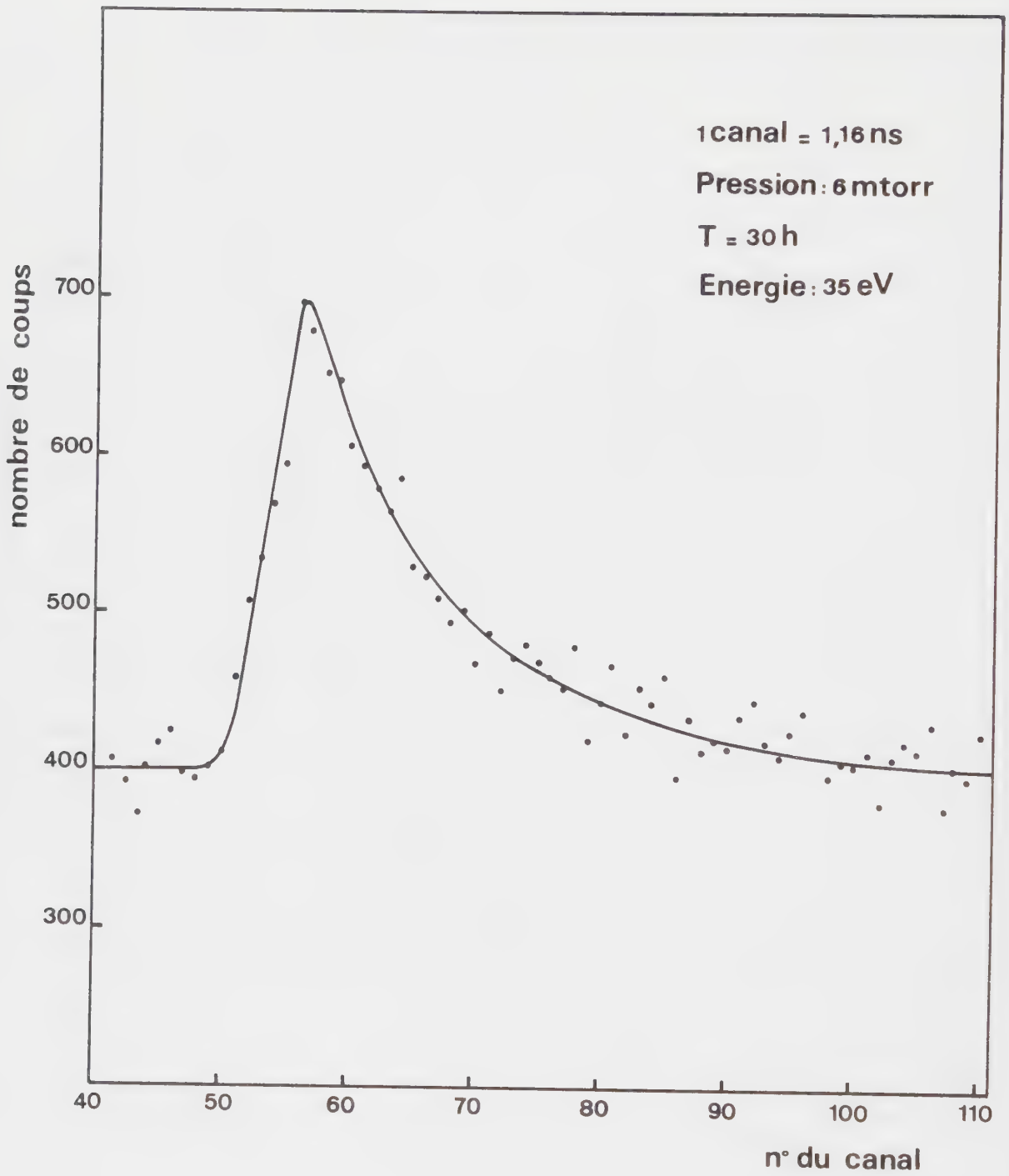


FIG.49 He SPECTRE DE COÏNCIDENCES. NIVEAU 5^1D



SPECTRE DE COÏNCIDENCES.

FIG. 50 He NIVEAU 3^3D

Tableau XIV **He**

AUTEURS	TECHNIQUES	τ (ns)			
		3^1D	4^1D	5^1D	3^3D
Présent Travail	Coïncidences Electron-photon	15,3±0,3	37±1	69,5±1,7	13,3±0,7
Imhof (49)	Coïncidences Electron-photon	--	--	--	13,4±0,5
Bennett (36)	Electrons pulsés (excitation au seuil)	16±4	34±5	43±15	14±3
Bridgett (100)	Electrons pulsés (excitation au seuil)	--	39±5	63±9	--
Pendleton (31)	Electrons pulsés	16±2	47±5	79±6	15±2
Oshérovich (101)	Electrons pulsés	16±1	30±2	46±3	13±2
Allen (102)	Electrons pulsés	--	--	--	14±1
Maujean (99)	Croisement de niveaux	12±3	41±5	49±5	17±3
Martinson (97)	"Beam-foil"	--	38±3	66±4	13,3±1,5
Ching-Bing (98)	"Beam-gas"	--	34±4	--	14±3
Wiese (62)	Calcul	15,7	36,6±1,6	72±4	14,2±0,5

Quelles que soient les conditions d'expérience, la reproductibilité de nos mesures est excellente. Les désexcitations en cascades à partir de niveaux supérieurs excités contribuent uniquement au fond de coïncidences accidentelles.

Le résultat obtenu pour le niveau 3^3D est en bon accord avec celui annoncé par IMHOF (49) en utilisant la même technique.

L'une des difficultés rencontrées dans la mesure de ces durées de vie par les autres techniques provient de ce que les niveaux nD sont fortement repeuplés par désexcitation en cascades; les expériences effectuées par KAY (95) et ANDERSON (96) ont montré l'importance du peuplement des niveaux nD à partir de niveaux n'F (n'>n), eux-mêmes peuplés par collisions avec des atomes au niveau n'^1P. Lorsque ces auteurs utilisent des énergies incidentes très supérieures à l'énergie du seuil, la courbe donnant la durée de vie se décompose en deux ou plusieurs exponentielles, l'interprétation en est alors difficile.

La dispersion des mesures peut être attribuée à des désexcitations en cascades qui ont été éliminées dans notre expérience. Par ailleurs, nos résultats sont en bon accord avec les valeurs théoriques de WIESE.

4.1.2. NIVEAUX nS

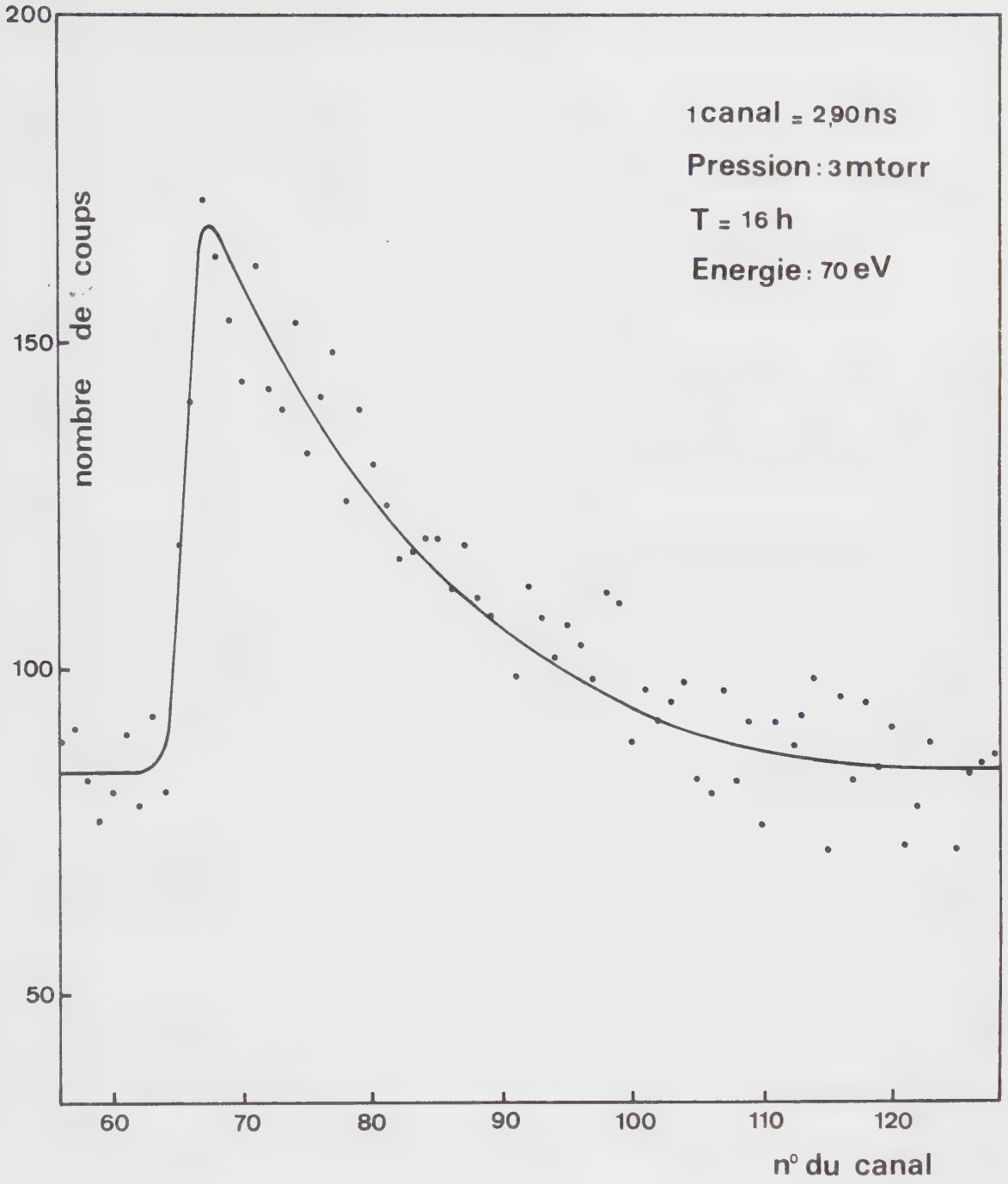
Nous avons mesuré la durée de vie des niveaux 3^1S, 4^1S, 5^1S, 4^3S et 5^3S.

4.1.2.1. Niveau 3^1S

Le niveau 3^1S se désexcite spontanément par la transition $3^1S \rightarrow 2^1P$ (7281 Å). Le filtre interférentiel utilisé, centré à 7270 Å, à une bande passante de 40 Å.

A une pression de 3 mtorr dans la cible, l'un des spectres de coïncidences obtenu est présenté figure 51.

La durée de vie du niveau 3^1S est :



SPECTRE DE COÏNCIDENCES.

FIG. 51 He NIVEAU 3^1S

$$\tau = 50,4 \pm 1,5 \text{ ns}$$

Ce niveau étant résolu par analyse électronique, les mesures ne sont pas perturbées par des processus de cascades.

4.1.2.2. Niveau 4^1S

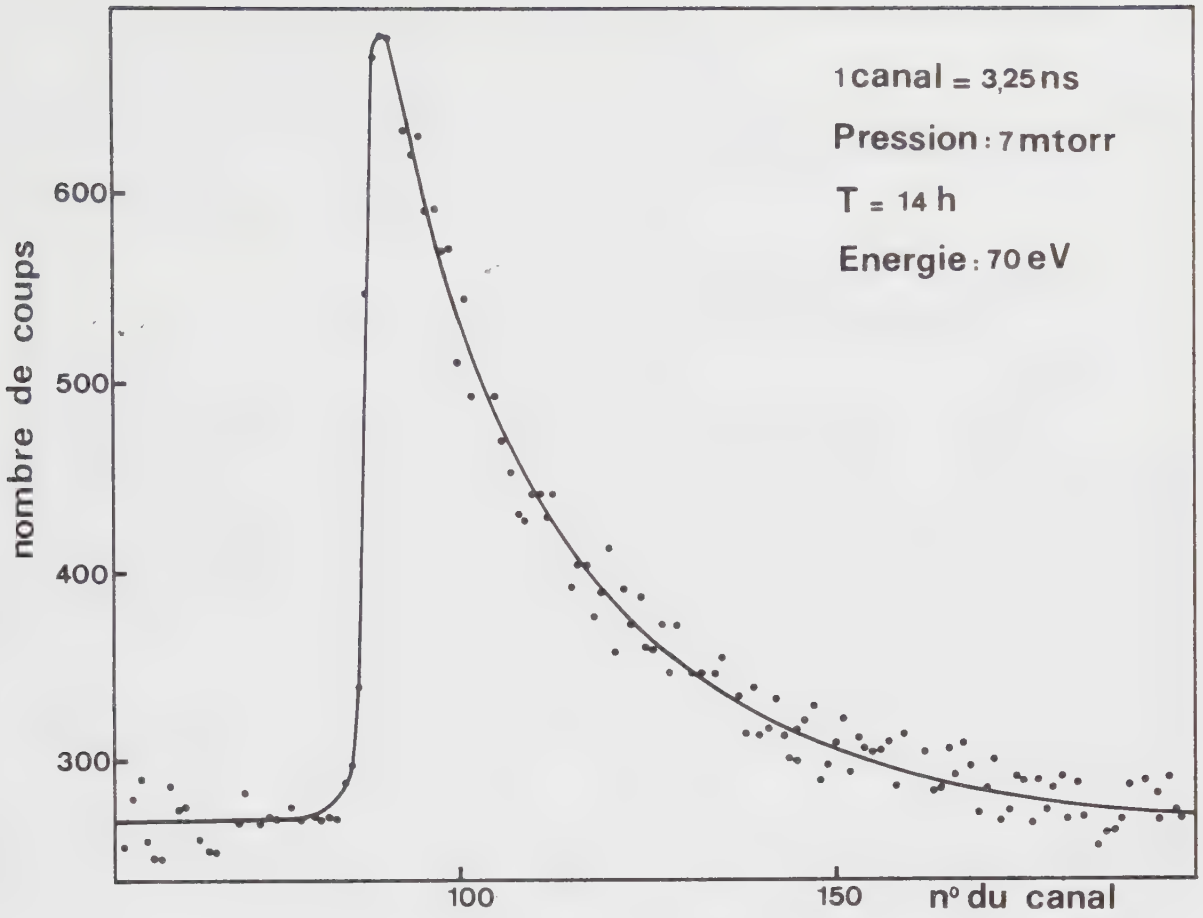
Le niveau 4^1S se désexcite par les transitions $4^1S \rightarrow 2^1P$ (5048 Å) et $4^1S \rightarrow 3^1P$ (21132 Å). Pour cette étude nous avons utilisé un filtre interférentiel centré à 5071 Å ; ce filtre laisse passer les photons correspondant aux transitions $4^1S \rightarrow 2^1P$ et $3^1P \rightarrow 2^1S$.

A une pression de 7 mtorr, l'un des spectres de coïncidences obtenu est présenté figure 52(a). Pour ce niveau, nous avons observé, en poursuivant les mesures jusqu'à une pression de 60 mtorr, une légère augmentation de la durée de vie en fonction de la pression. On peut expliquer ceci en tenant compte de processus de cascades qui interviennent du fait de la mauvaise sélection du niveau étudié sur les "voies" des électrons et des photons.

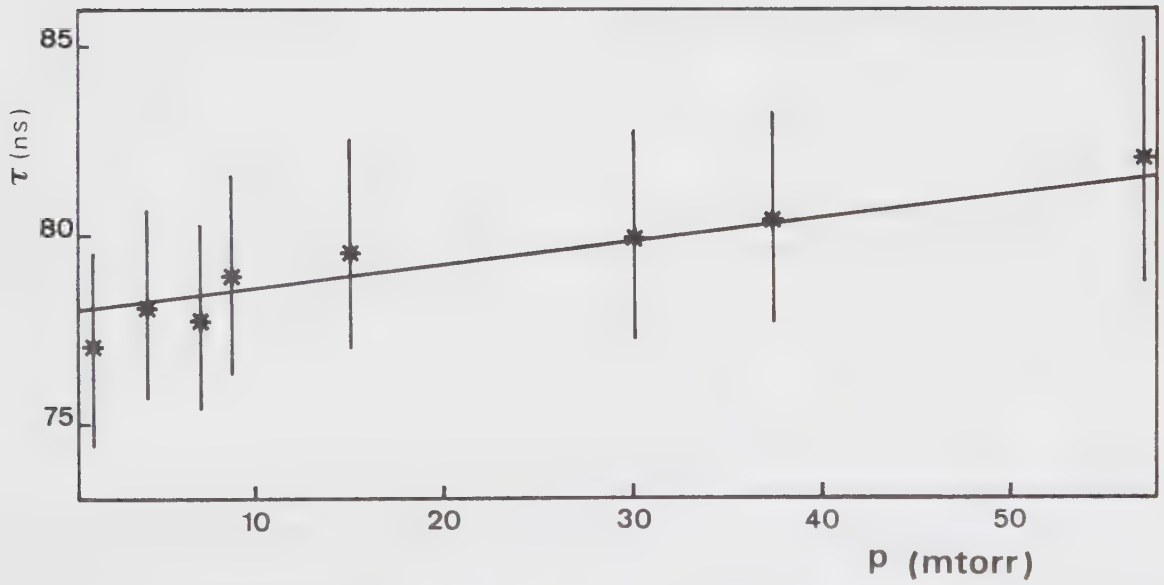
Dans l'analyse qui suit, il faut connaître les rapports de branchement $A_{nm} / \sum_m A_{nm}$ pour différentes transitions; ces rapports sont évalués à partir des probabilités de transition de WIESE (62).

L'analyseur laisse passer les électrons relatifs aux niveaux 4^1S, 4^1D et 4^1P. Le niveau 4^1S peut être peuplé par désexcitation en cascades suivant la transition $4^1P \rightarrow 4^1S$ (180950 Å), l'importance de ce processus augmente avec la pression par suite de l'auto-absorption de la raie de résonance $4^1P \rightarrow 1^1S$ (522 Å).

A une énergie de 70 eV et à un angle de diffusion de 5°, le rapport des sections efficaces différentielles $\sigma 4^1P / \sigma 4^1S$ est de 8,4 (voir § 3.2.2.) . D'après WIESE, le rapport de branchement de la transition $4^1P \rightarrow 4^1S$ est de 1/4400 lorsque l'auto-absorption est négligeable et de 1/150 lorsqu'elle est totale.



SPECTRE DE COÏNCIDENCES. (a)



Variation de la durée de vie en fonction de la pression. (b)

FIG.52 He NIVEAU 4^1S

La probabilité de détecter une coïncidence par le processus de désexcitation $4^1P \rightarrow 4^1S \rightarrow 2^1P$ sur la probabilité de détecter une coïncidence par la transition $4^1S \rightarrow 2^1P$ est de :

0,19% (auto-absorption négligeable)
5,6% (auto-absorption totale)

Le filtre interférentiel utilisé laisse passer une partie des photons correspondant à la transition $3^1P \rightarrow 2^1S$. Cependant, sa transmission est environ 10 fois plus faible à 5016 Å qu'à 5048 Å . Le rapport de branchement de la transition précédente se modifie également lorsque l'on augmente la pression par suite de l'auto-absorption de la raie de résonance $3^1P \rightarrow 1^1S$. Deux processus de cascades peuvent être envisagés :

a) le processus : $4^1S \rightarrow 3^1P \rightarrow 2^1S$

la probabilité de détecter une coïncidence par cette voie sur la probabilité de détecter une coïncidence par la transition $4^1S \rightarrow 2^1P$ est de :

0,16% (auto-absorption négligeable)
5,2% (auto-absorption totale)

b) le processus : $4^1D \rightarrow 3^1P \rightarrow 2^1S$

A une énergie de 70 eV et à un angle de diffusion de 5°, le rapport des sections efficaces différentielles $\sigma 4^1D/\sigma 4^1S$ est de 0,93 (voir §3.2.4.). Pour ce processus, le rapport des probabilités est de :

0,03% (auto-absorption négligeable)
3,1% (auto-absorption totale).

Aux basses pressions, ces cascades perturbent très faiblement le nombre total de coïncidences réelles; la durée de vie du niveau 4^1S peut être déduite des expériences effectuées dans ces conditions.

La figure 52(b) donne la courbe de variation de la durée de vie

en fonction de la pression. La valeur obtenue à basse pression est :

$$\tau = 78 \pm 4 \text{ ns}.$$

4.1.2.3. Niveau 5^1S

Le niveau 5^1S se désexcite par les transitions $5^1S \rightarrow 2^1P$ (4437 Å), $5^1S \rightarrow 3^1P$ (13412 Å) et $5^1S \rightarrow 4^1P$ (46053 Å). Le filtre utilisé, centré à 4440 Å, à une bande passante de 30Å.

A une pression de 4 mtorr, l'un des spectres de coïncidences obtenu est présenté figure 53. Pour ce niveau, nous n'avons pas observé de dépendance de la durée de vie vis-à-vis de la pression.

Le niveau 5^1S est faiblement repeuplé par cascades; on ne doit considérer ici que le processus:

$$5^1P \rightarrow 5^1S \rightarrow 2^1P$$

Le rapport de branchement de la transition $5^1P \rightarrow 5^1S$ varie avec la pression par suite de l'auto-absorption de la raie de résonance $5^1P \rightarrow 1^1S$ (516 Å). A une énergie de 50 eV et à un angle de diffusion de 5°, le rapport des sections efficaces différentielles $\sigma 5^1P/\sigma 5^1S$ est de 5,5 (voir §3.2.4.). D'après HEDDLE (128), le rapport de branchement de la transition $5^1P \rightarrow 5^1S$ est de 1/6650 lorsque l'auto-absorption est négligeable et de 1/260 lorsqu'elle est totale. La probabilité de détecter une coïncidence par cette voie sur la probabilité de détecter une coïncidence par la transition $5^1S \rightarrow 2^1P$ est de :

0,08% (auto-absorption négligeable)
2,1% (auto-absorption totale)

Dans le domaine de pression considéré ici, ce processus ne perturbe que faiblement le nombre de coïncidences réelles. La durée de vie du niveau 5^1S est :

$$\tau = 105 \pm 3 \text{ ns}$$

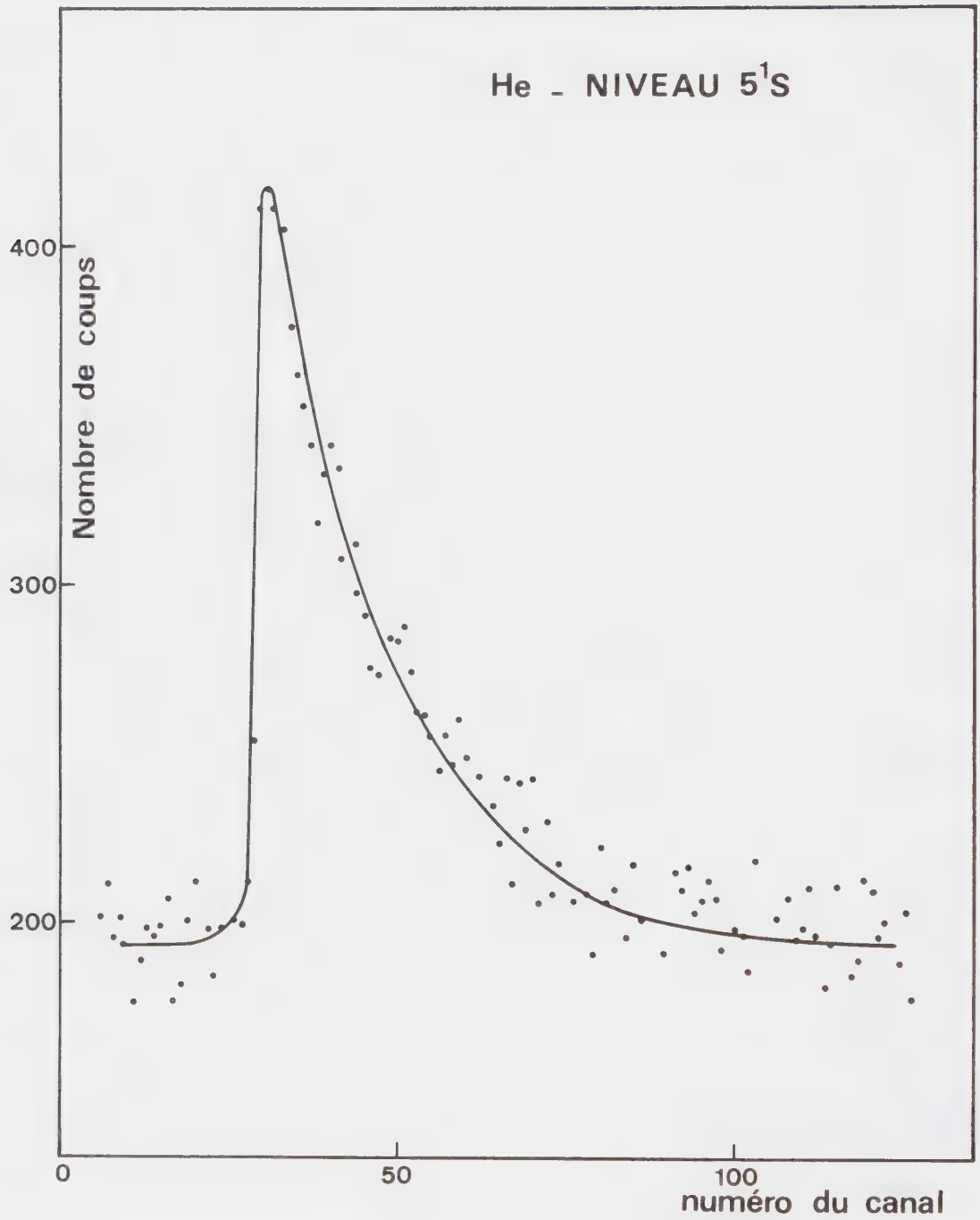


FIG.53

SPECTRE DE COÏNCIDENCES.

Données de l'expérience : 1 canal = 5,80 ns, pression : 4 m torr,

Temps d'accumulation : 34 h, Energie incidente : 50 eV.

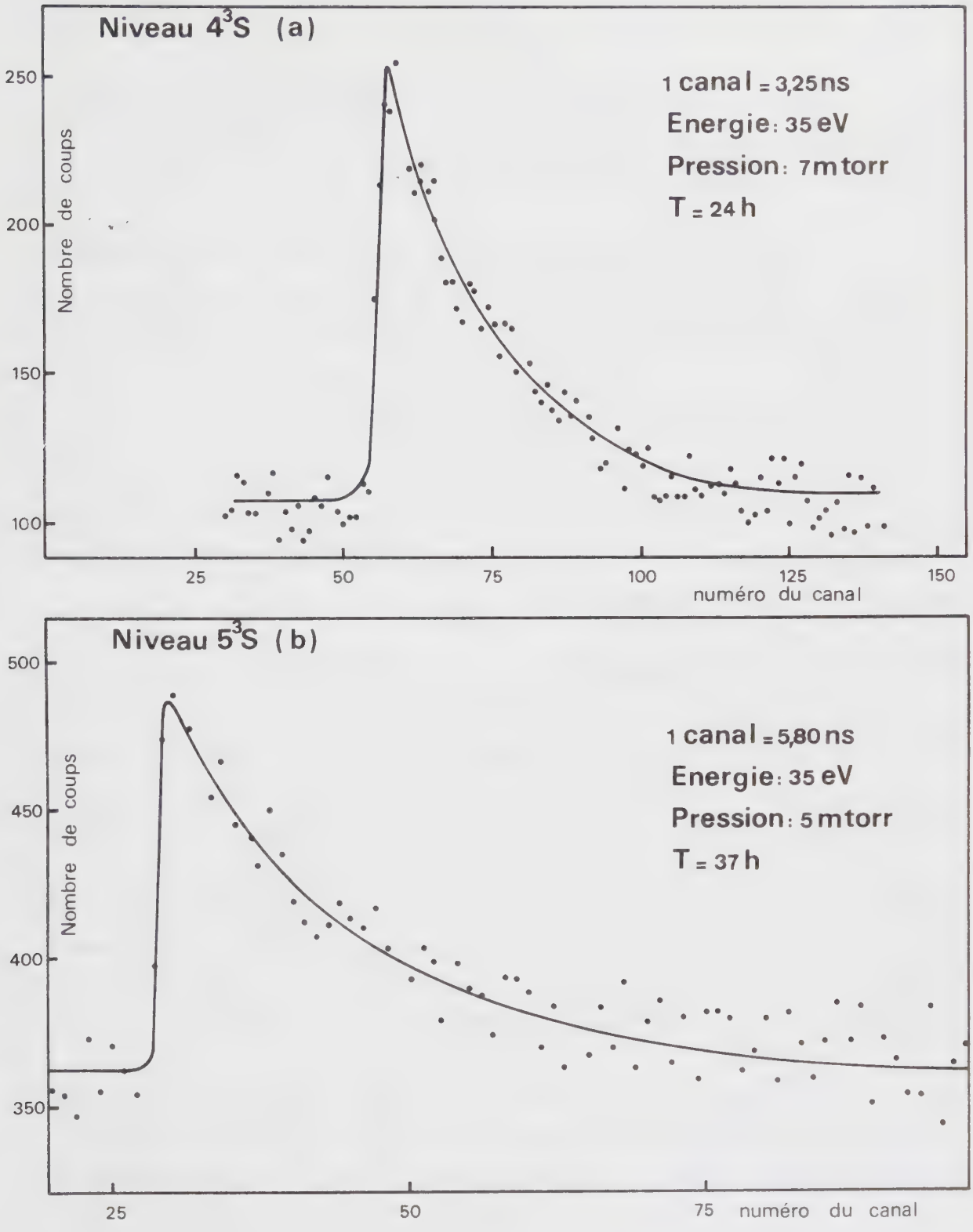


FIG. 54 He SPECTRES DE COÏNCIDENCES.

4.1.2.4. Niveau 4^3S

Le niveau 4^3S se désexcite spontanément par les transitions $4^3S \rightarrow 2^3P$ (4713 Å) et $4^3S \rightarrow 3^3P$ (21120 Å). Le filtre interférentiel utilisé, centré à 4712 Å, a une bande passante de 40 Å.

A une pression de 7 mtorr, l'un des spectres de coïncidences obtenu est présenté figure 54 (a). Dans le domaine de pression considéré nous n'avons pas observé de dépendance de la durée de vie vis-à-vis de la pression.

La durée de vie obtenue pour le niveau 4^3S est :

$\tau = 63,0 \pm 1,5$ ns

Il n'existe aucune perturbation occasionnée par des désexcitations en cascades, les électrons diffusés relatif au niveau 4^3P ne sont pas transmis par l'analyseur.

4.1.2.5. Niveau 5^3S

Le niveau 5^3S se désexcite par les transitions : $5^3S \rightarrow 2^3P$ (4121 Å), $5^3S \rightarrow 3^3P$ (12846 Å) et $5^3S \rightarrow 4^3P$ (46936 Å). On étudie la première transition à l'aide d'un filtre interférentiel centré à 4120 Å, de bande passante 40 Å. Pour ce niveau, le rapport coïncidences vraies sur coïncidences accidentelles diminue sensiblement ; pour obtenir un rapport signal sur bruit convenable, il faut augmenter le temps d'accumulation. A une pression de 5 mtorr, l'un des spectres de coïncidences obtenu est présenté figure 54 (b). Dans le domaine de pression considéré, la durée de vie est indépendante de la pression dans la cible.

Le processus de cascades $5^3P \rightarrow 5^3S \rightarrow 2^3P$ peut contribuer à perturber les courbes de coïncidences, l'analyseur d'électrons laissant passer les électrons relatif aux niveaux 5^3S et 5^3P. D'après WIESE, le rapport de branchement de la transition $5^3P \rightarrow 5^3S$ est : 1/72. A une énergie de 35 eV et à un angle de diffusion de 10°, le rapport des sections efficaces différentielles $\sigma 5^3P/\sigma 5^3S$ est inférieur à l'unité.

Tableau XV **He**

AUTEURS	TECHNIQUES	τ (ns)				
		3^1S	4^1S	5^1S	4^3S	5^3S
Présent Travail	Coïncidences Electron-photon	50,4±1,5	78±4	105±3	63±1,5	98±5
Imhof (49)	Coïncidences Electron-photon	--	75±5	--	63,5±1,2	--
Bennett (36)	Electrons pulsés (excitation au seuil)	54,2±3	84±9	141±26	64,5±4	100±10
Bridgett (100)	Electrons pulsés (excitation au seuil)	--	83±5	133±15	65±4	99±6
Pendleton (31)	Electrons pulsés	--	97±10	144±17	68±7	113±15
Osherovich (101)	Electrons pulsés	60±3	75±4	115±5	69±3	106±5
Allen (102)	Electrons pulsés	--	--	118±8	64,5±1	--
Wiese (62)	Calcul	55,3	90±4	150±15	58±6	111±11

Par suite, la contribution de ces processus au nombre de coïncidences réelles est de l'ordre de 1% et est négligeable. La durée de vie obtenue pour le niveau 5^3S est :

$$\tau = 98 \pm 5 \text{ ns}$$

4.1.2.6. Discussion

Le tableau XV donne nos résultats et ceux d'autres auteurs ayant utilisé différentes techniques; nous y avons également indiqué les valeurs théoriques déduites des probabilités de transition de WIESE (62).

IMHOF a déterminé les durées de vie des niveaux 4^1S et 4^3S; les résultats que nous obtenons sont en bon accord avec ceux annoncés par cet auteur.

Pour les niveaux triplets, les valeurs que nous donnons sont en relativement bon accord avec celles des auteurs utilisant d'autres techniques. Par contre, pour les niveaux singulets, nos mesures donnent des valeurs notablement inférieures aux autres valeurs expérimentales; ceci tient au fait que dans notre expérience les processus de cascades n'interviennent pas.

Ces processus sont minimisés dans les expériences de BENNETT (36) et de BRIDGETT (100), l'énergie des électrons incidents n'étant que très légèrement supérieure à celle des seuils d'excitation. Mais aux pressions utilisées par ces auteurs (0,1 à 10 torr) les processus secondaires interviennent, ce qui rend la détermination des durées de vie délicate .

Pour les niveaux n^1S, les valeurs théoriques sont supérieures à nos valeurs expérimentales, ce qui peut être attribué à la difficulté de représenter correctement les fonctions d'onde de niveaux singulets S.

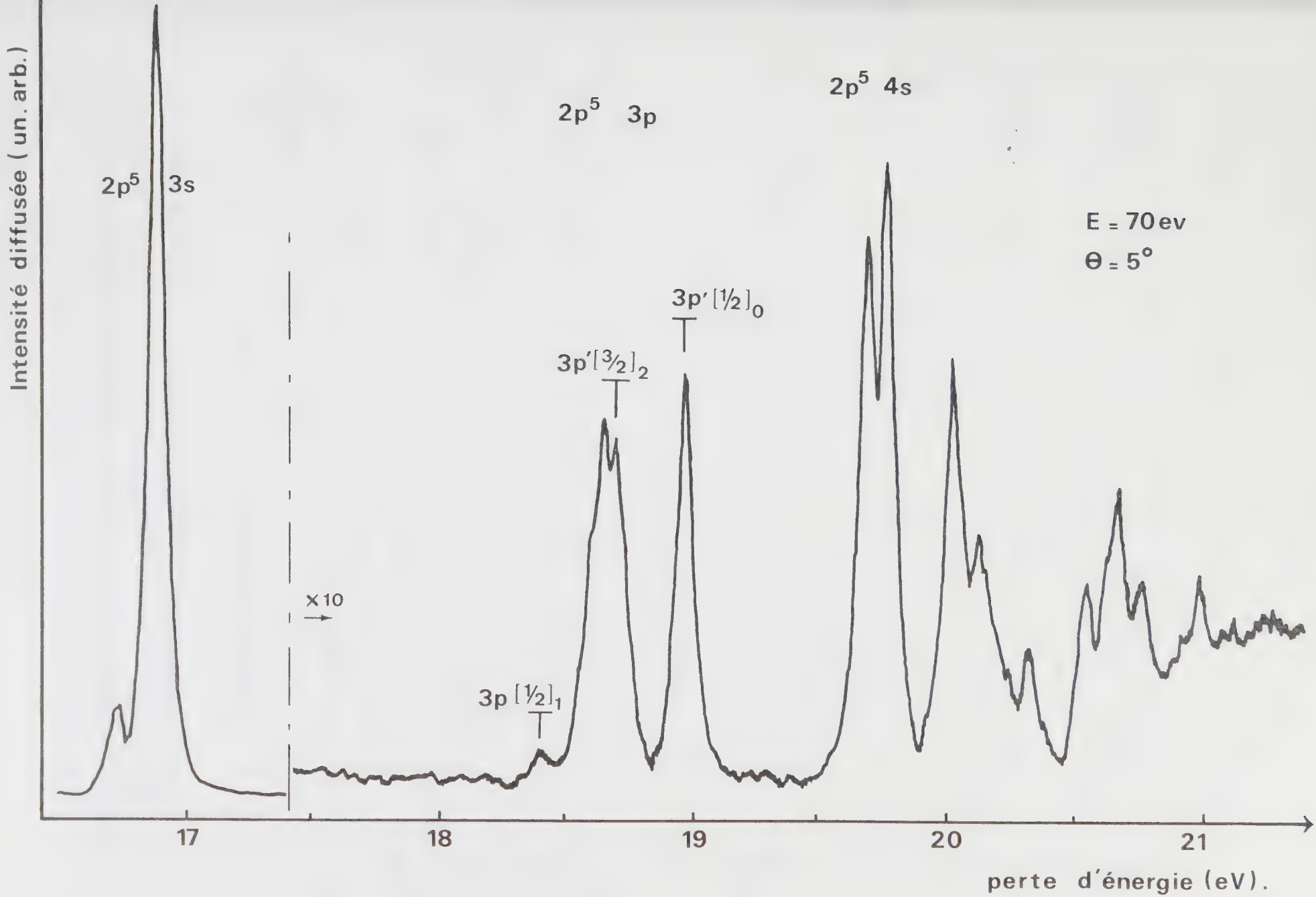


FIG.55 SPECTRE DE PERTES D'ENERGIES. Ne

4.2. NEON

La figure 55 montre un spectre de pertes d'énergies du néon obtenu pour une énergie des électrons incidents de 70 eV, à un angle de diffusion de 5°.

Dans le domaine de pertes d'énergies compris entre 18,30 eV et 19,00 eV sont enregistrés les pics correspondant à l'excitation : $Ne + e^- \rightarrow e^- + Ne$ $(2p^5\ 3p)$. On peut remarquer que seul le niveau situé à 18,98 eV $(3p'[1/2]_0)$ est bien résolu, la largeur à mi-hauteur de ce pic ne dépend que de la résolution en énergie de l'analyseur. Nos mesures portent sur les niveaux $3p'[1/2]_0$, $3p'[3/2]_2$ (18,69 eV) et $3p[1/2]_1$ (18,38 eV).

Les expériences sont effectuées dans un domaine de pression compris entre 0,5 et 30 mtorr; nous n'avons pas observé de variation des durées de vie en fonction de la pression.

4.2.1. NIVEAU $3p'\ [1/2]_0$

Le niveau $3p'[1/2]_0$ se désexcite spontanément par les transitions $3p'[1/2]_0 \rightarrow 3s'[1/2]_1^o$ (5852 Å) et $3p'[1/2]_0 \rightarrow 3s[3/2]_1^o$ (5400 Å). La première de ces transitions est isolée à l'aide d'un filtre interférentiel centré à 5878 Å, de bande passante 40 Å. Ce filtre laisse passer également les photons correspondant à la transition $3p'[1/2]_1 \rightarrow 3s[3/2]_2^o$ (5882 Å). Cependant, ceci n'affecte en rien les mesures, l'analyseur d'électrons ne laissant passer que les électrons correspondant au niveau $3p'[1/2]_0$.

Pour une énergie donnée, l'intensité diffusée relative au niveau $3p'[1/2]_0$ diminue rapidement lorsque l'on augmente l'angle de diffusion. Par suite nos expériences sont effectuées à un angle de diffusion de 5°; l'énergie des électrons incidents est de 80 eV.

L'un des spectres de coïncidences obtenu à une pression de cible de 1 mtorr est présenté figure 56. Pour ce niveau, le nombre de coïncidences accidentelles recueilli est extrêmement faible.

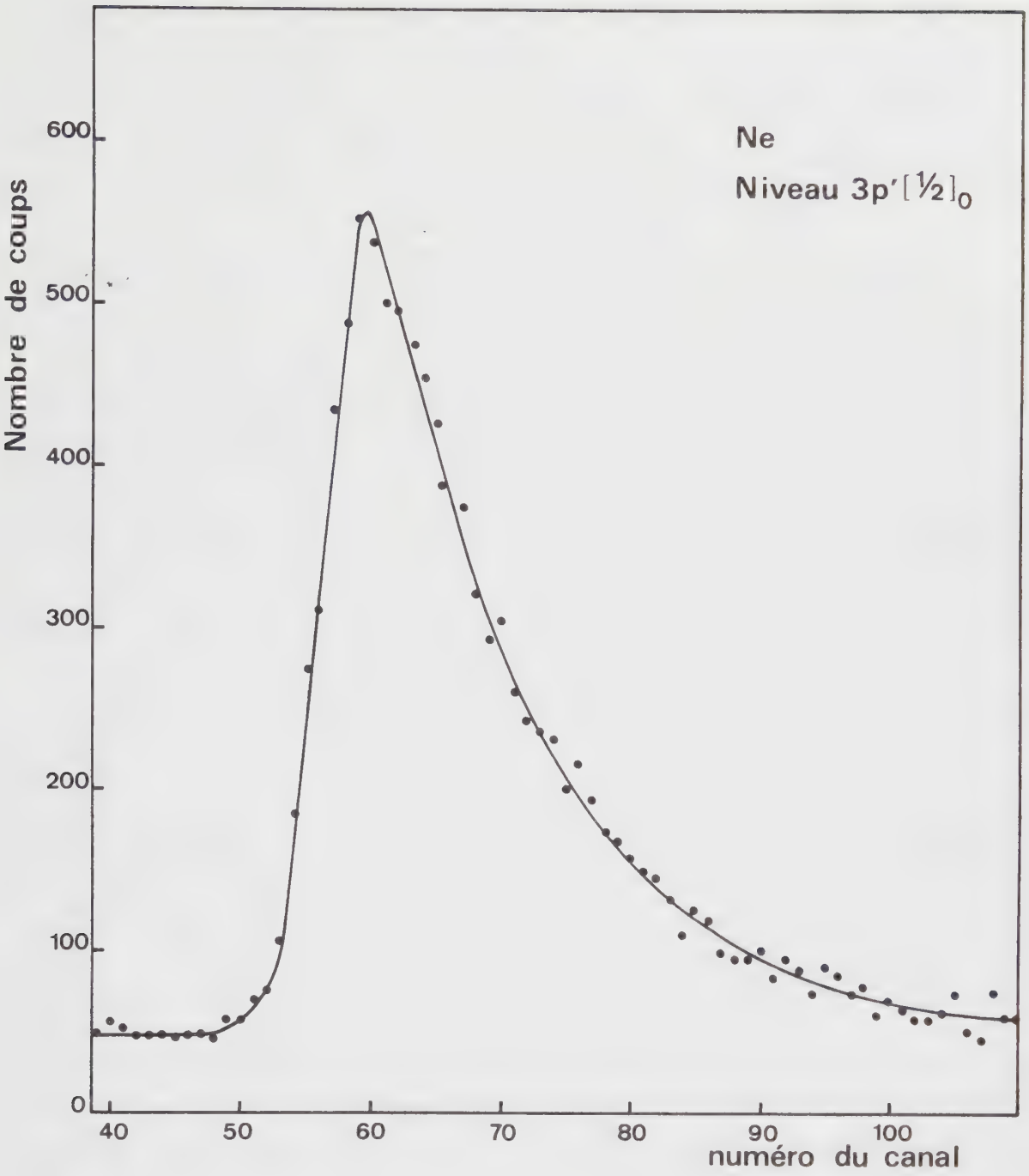


FIG.56

SPECTRE DE COÏNCIDENCES.

Données de l'expérience : 1 canal = 1,16 ns, pression : 1 m torr .

Temps d'accumulation : 14 h , Energie incidente : 80 ev .

La durée de vie du niveau $3p'(1/2)_0$ est :

$\tau = 14,2 \pm 0,2$ ns.

4.2.2. NIVEAUX $3p'(3/2)_2$ ET $3p(1/2)_1$

Les niveaux $3p'(3/2)_2$ et $3p(1/2)_1$ se désexcitent respectivement par les transitions $3p'(3/2)_2 \rightarrow 3s'(1/2)_1^{\circ}$ (6678 Å) et $3p(1/2)_1 \rightarrow 3s(1/2)_2^{\circ}$ (7032 Å). Seuls les photons correspondant à ces désexcitations sont transmis au photomultiplicateur; par contre l'analyseur d'électrons laisse passer, en plus des électrons correspondant au niveau étudié, une partie des électrons correspondant à des niveaux voisins. Les expériences sont effectuées pour une énergie des électrons de 70 eV, à un angle de diffusion de 5°; des spectres de coïncidences sont présentés figure 57.

La durée de vie du niveau $3p'(3/2)_2$ est :

$\tau = 18,8 \pm 0,4$ ns

tandis que celle du niveau $3p(1/2)_1$ est :

$\tau = 23,70 \pm 0,6$ ns.

4.2.3. DISCUSSION

Les valeurs de durées de vie obtenues sont rapportées tableau XVI où elles sont comparées aux valeurs expérimentales obtenues par d'autres auteurs ayant utilisé des techniques différentes, ainsi qu'aux valeurs théoriques données par WIESE et par FENEUILLE (103).

Les auteurs utilisant des énergies très supérieures aux énergies de seuil obtiennent des valeurs plus grandes que celles que nous donnons; leurs mesures sont perturbées par des processus de cascades qui contribuent à accroître les valeurs de durées de vie. La décomposition des courbes en trois exponentielles conduit encore à une valeur de durée de vie très supérieure à celle déduite des expériences effectuées au seuil d'excitation.

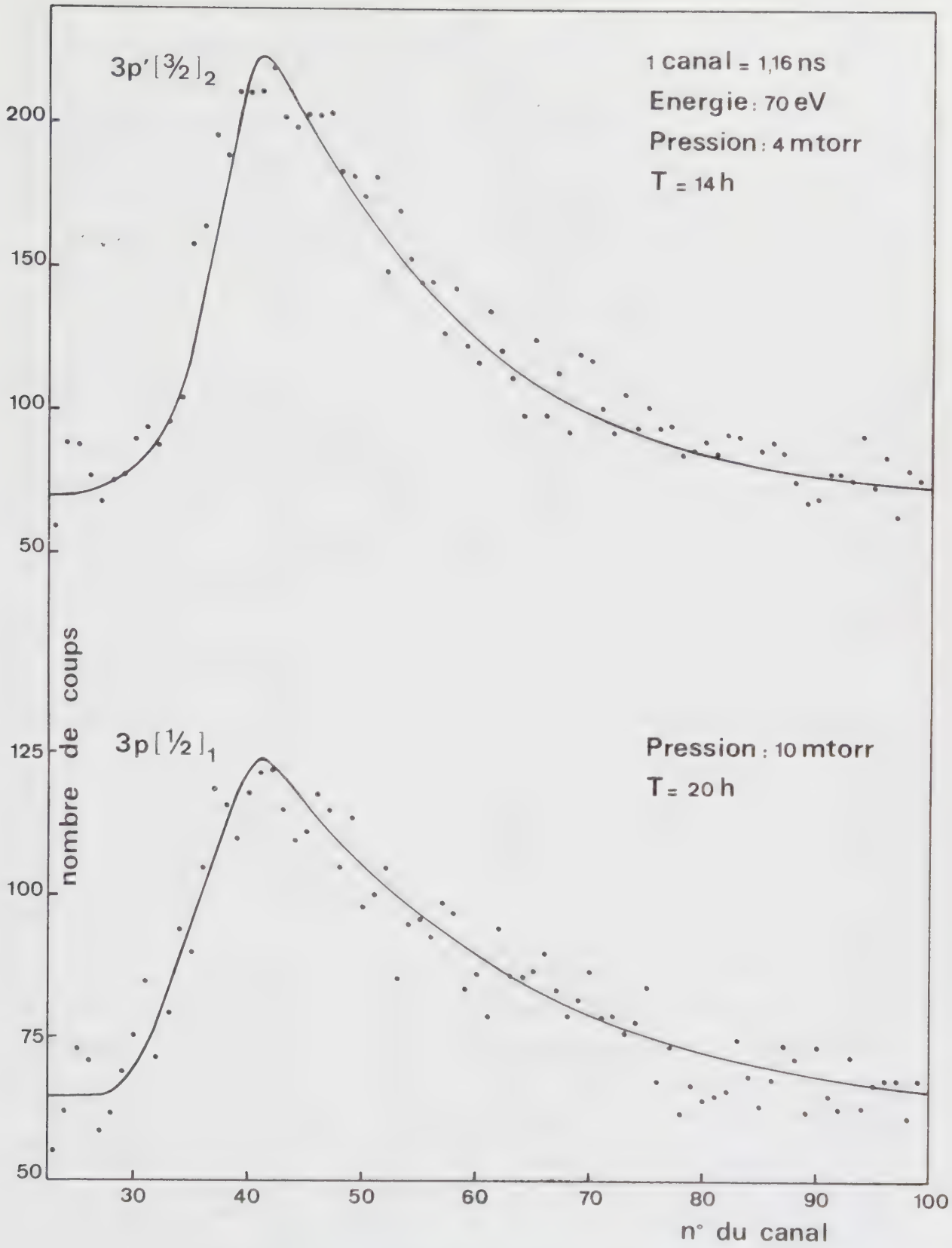


FIG. 57 Ne . SPECTRES DE COÏNCIDENCES.

Tableau XVI **Ne**

AUTEURS	TECHNIQUES	τ (ns)		
		$3p'(1/2)_0$	$3p'(3/2)_2$	$3p(1/2)_1$
Présent Travail	Coincidences électron-photon	14,2±0,2	18,9±0,4	23,7±0,6
Bennett (104)	Electrons pulsés (excitation au seuil)	14,4±0,3	19,1±0,3	24,8±0,4
Klose (35)	Electrons pulsés	14,7±0,5	22,4±4,4	27,4±2,9
Bakos (105)	Electrons pulsés	14,8±0,15	--	--
Osherovich (106)	Electrons pulsés	14±1	24±1,5	26±1,5
Denis (107)	"Beam-gas"	14,5	26,2	43
Assousa (108)	"Beam-foil"	14,9±2,6	21±3,9	--
Dumont (109)	Effet Hanle	--	18,4±0,9	--
Carrington (110)	Effet Hanle	--	19,2±1,0	24,6±0,5
Wiese (62)	Calcul	13,9	19,5	31,4
Feneuille (103)	Calcul	13,65	18,19	23,65

BENNETT (104) a utilisé des énergies très voisines de celles des seuils afin de minimiser les processus de cascades ; dans cette expérience, le domaine de pression considéré s'étend jusqu'à 10 torr. La durée de vie diminue lorsque l'on augmente la pression et τ est déterminé par extrapolation à pression nulle. Pour les niveaux $3p'\,[1/2]_0$ et $3p'\,[3/2]_2$ nos expériences donnent des valeurs en bon accord avec celles rapportées par BENNETT. Pour le niveau $3p[1/2]_1$, notre valeur est légèrement plus faible que celle annoncée par cet auteur.

Les mesures effectuées par CARRINGTON (110) à partir de l'effet Hanle donnent également pour ce niveau une valeur de durée de vie plus proche de celle de BENNETT que celle que nous rapportons. Pour le niveau $3p'[3/2]_2$, notre résultat est en bon accord avec celui de CARRINGTON.

Enfin, nos résultats sont très proches des valeurs théoriques récentes données par FENEUILLE et coll.

4.3. AZOTE MOLECULAIRE

Niveaux $C^3\Pi_u$

Un spectre de pertes d'énergies de la molécule d'azote est donné figure 58. Ce spectre a été obtenu pour une énergie incidente de 17 eV, l'angle de diffusion est de 12°.

Le système de bandes $C^3\Pi_u$ se désexcite par la transition radiative $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ (2900 - 4800 Å). Dans ces expériences nous n'avons pas utilisé de filtre ; le système optique permet de détecter les photons dans le domaine de longueurs d'onde compris entre 3300 Å et 6500 Å. Cependant ceci n'affecte en rien les mesures car l'analyseur d'électrons isole bien les niveaux vibrationnels v' = 0,1 et 2 ; lorsqu'il est réglé sur le niveau v' = 3, une partie des électrons relatif au niveau métastable $E^3\Sigma_g^+$ passe également, l'intervalle énergétique séparant ces niveaux étant de l'ordre de 100 meV.

La section efficace totale du système $C^3\Pi_u$ passe par un maximum pour une valeur de l'énergie voisine de 14 eV (111) (112). A un angle de

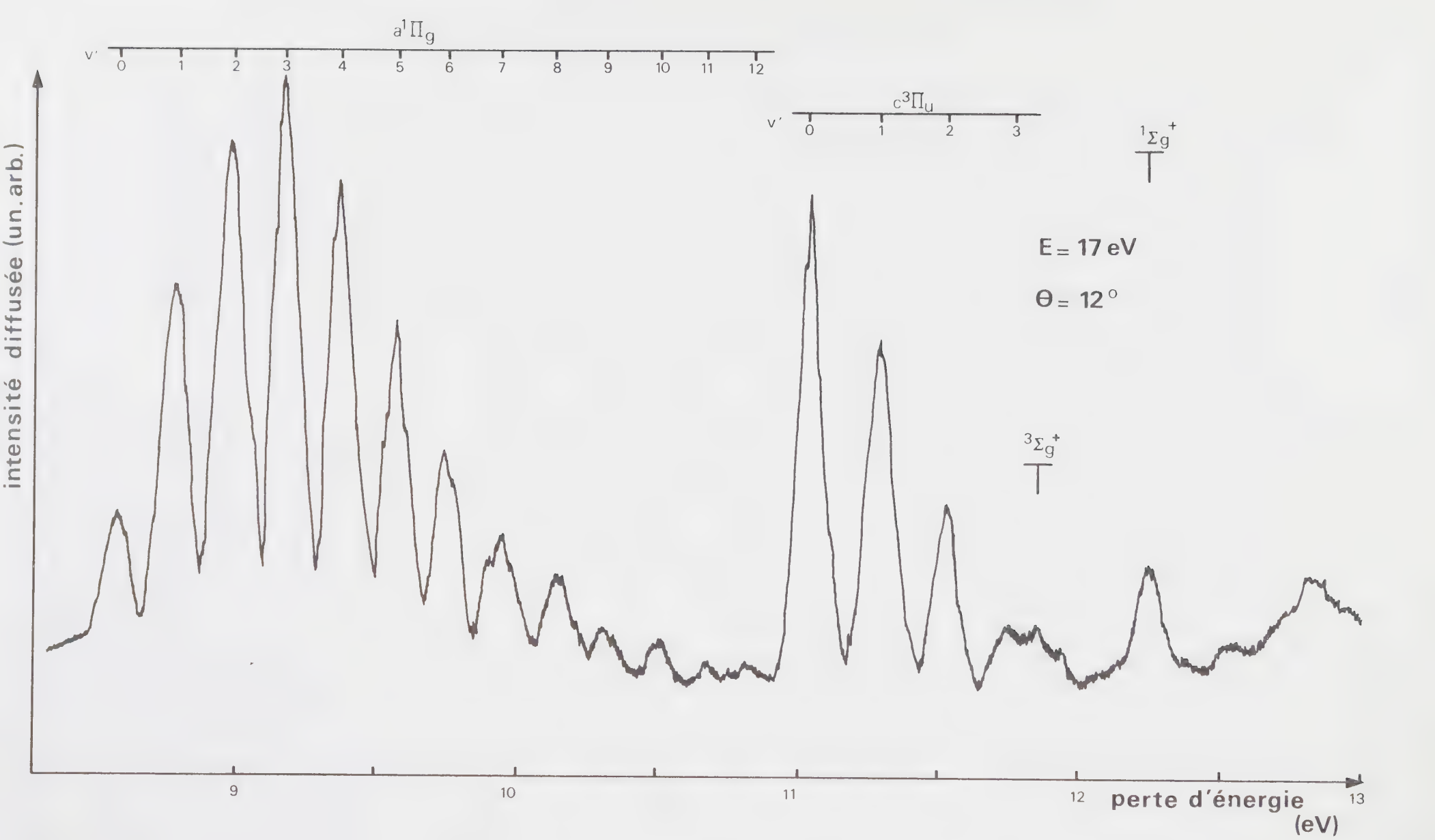
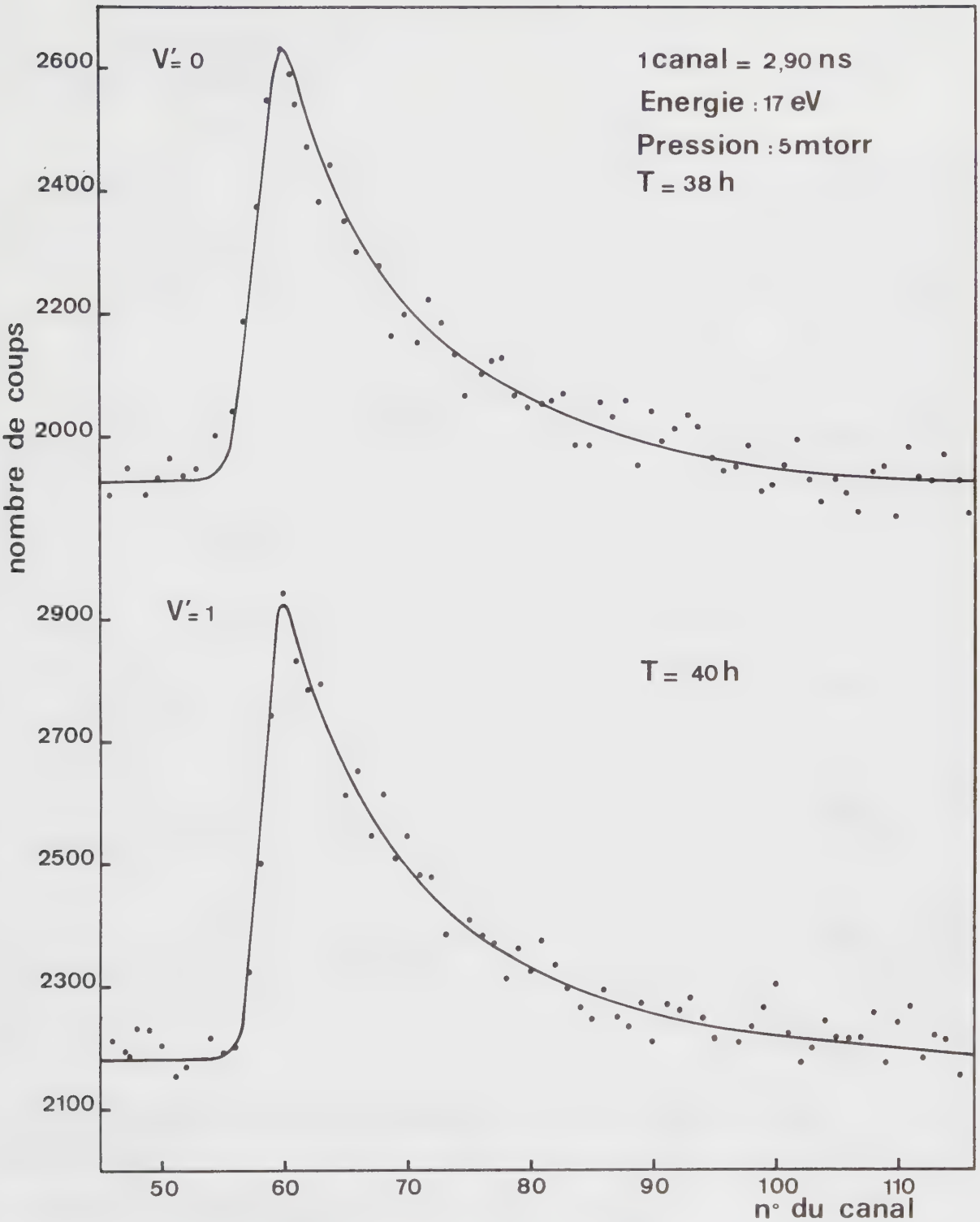
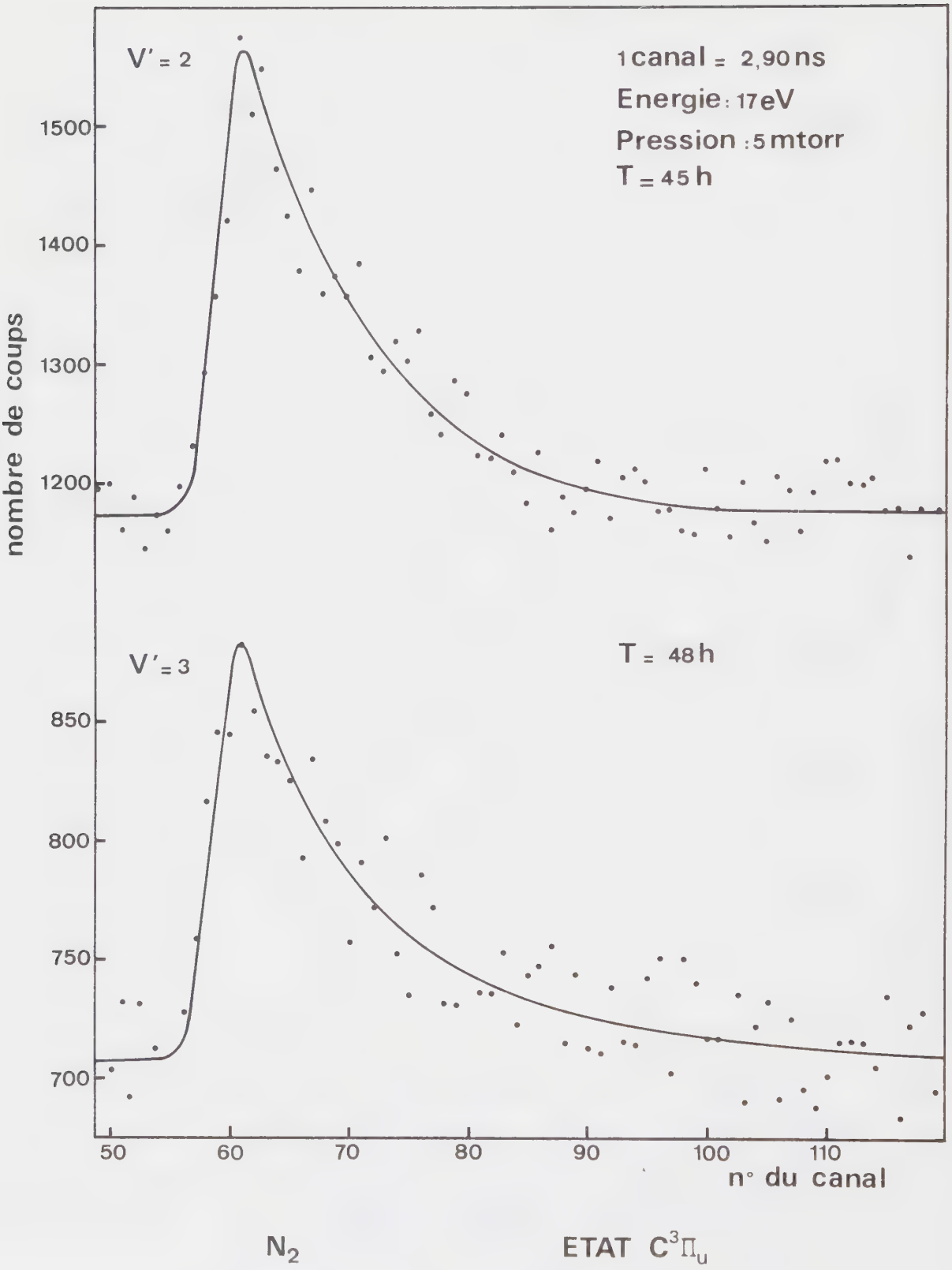


FIG.58 N_2 SPECTRE DE PERTES D'ENERGIES.



N_2 . ETAT $C^3\Pi_u$

FIG. 59 SPECTRES DE COÏNCIDENCES.



N_2 ETAT $C^3\Pi_u$

FIG.60 SPECTRES DE COÏNCIDENCES.

diffusion de 12°, l'intensité diffusée relative à la transition $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow C^3\Pi_u$ passe par un maximum pour une énergie incidente voisine de 17 eV. Les expériences de coïncidences sont effectuées à cette énergie, le taux de comptage en photons est alors d'environ 60% de sa valeur maximale (à 14 eV).

Les expériences sont effectuées dans un domaine de pression compris entre 5 et 20 mtorr. Dans ce domaine de pression, nous n'avons pas observé de variation de la durée de vie en fonction de la pression. A une pression de 5 mtorr, les spectres de coïncidences obtenus pour les niveaux v' = 0,1 et v' = 2,3 sont présentés figures 59 et 60 .

Le nombre de coïncidences fortuites étant élevé, un rapport signal sur bruit convenable n'est obtenu qu'en un temps relativement long (de 30 heures à 44 heures).

Les résultats sont les suivants :

$\tau = 34,8 \pm 1,2$ ns (v' = 0)
$\tau = 34,8 \pm 1,1$ ns (v' = 1)
$\tau = 34,7 \pm 1,5$ ns (v' = 2)
$\tau = 34,5 \pm 1,9$ ns (v' = 3)

Le tableau XVII donne nos résultats ainsi que ceux obtenus par d'autres auteurs ayant utilisé différentes techniques.

Les durées de vie des niveaux v' = 0,1 et 2 ont été antérieurement mesurées par IMHOF (50) à partir de la technique de coïncidences électron-photon; l'accord est bon entre les valeurs obtenues pour ces niveaux. La durée de vie du niveau v' = 3 n'a pas été mesurée par IMHOF.

JOHNSON (113) et DESESQUELLES (114) obtiennent des valeurs supérieures à celles que nous donnons, ceci peut être attribué à des désexcitations en cascades qui ont été éliminées dans notre expérience.

Les autres résultats présentés sont moins précis; dans la mesure où la résolution spectrale est insuffisante ($\geq$ 10 Å), les mesures sont perturbées du fait du recouvrement des bandes $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ et $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ (de N_2^+).

N_2

Tableau XVII

AUTEURS	TECHNIQUES	$C^3\Pi_u$ - τ (ns)			
		v'=0	v'=1	v'=2	v'=3
Present Travail	Coïncidences Electron-photon	34,8±1,2	34,8±1,1	34,7±1,5	34,5±1,9
Imhof (50)	Coïncidences Electron-photon	35,6±0,5	34,9±1,8	34,5±2,3	
Johnson (113)	Electrons pulsés	39,7±2	39,6±3	39,6±3	39,6±3
Desesquelles (114)	"Beam-gaz"	39,7±1,6			
Hesser (93)	Electrons modulés	48±8			
Anton (116)	Electrons modulés	37±3			
Bennett (115)	Electrons pulsés	44,5±6			
Fink (117)	Electrons modulés	27±5			
Jeunehomme (118)	Décharge pulsée	49±5			
Nicholls (119)	Protons pulsés	46,3±1			
Brusvanova (120)	Arc	29±7			

Ceci se produit en particulier dans les expériences de BENNETT (115), d'ANTON (116) et de FINK (117).

4.4. OXYDE DE CARBONE

Niveaux $B^1\Sigma^+$

Des spectres de pertes d'énergies de la molécule CO ont été présentés chapitre III.

Le système $B^1\Sigma^+$ se désexcite spontanément par les transitions $B^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi$ (4100 - 6600 Å) et $B^1\Sigma^+ \rightarrow X^1\Sigma^+$ (1100 - 1200 Å). La première de ces transitions est étudiée en utilisant un filtre passe haut $\lambda \geq 4200$ Å. Ce filtre a uniquement pour rôle de réduire le nombre de coïncidences accidentelles, ce qui permet d'obtenir un bon rapport signal sur bruit en un temps réduit; les niveaux sont isolés par l'analyseur d'électrons.

Les expériences sont effectuées pour une énergie des électrons de 120 eV, à un angle de diffusion de 5°. Dans un domaine de pression compris entre 0,1 et 4 mtorr, nous n'avons pas observé de variation de la durée de vie en fonction de la pression de cible.

Les spectres de coïncidences obtenus pour les niveaux v' = 0 et 1 sont présentés figure 61; les pressions dans la cible sont respectivement de 0,15 mtorr et 0,7 mtorr. Dans le cas du niveau v' = 1, le taux de comptage en électrons est très faible; un rapport signal sur bruit convenable n'est obtenu qu'en un temps relativement long.

Les résultats sont les suivants :

$\tau = 22,0 \pm 0,4$ ns (v' = 0)

$\tau = 15,8 \pm 1,0$ ns (v' = 1)

Nos résultats sont reproduits tableau XVIII; nous y avons également fait figurer les résultats obtenus par d'autres auteurs.

Nos valeurs sont en bon accord avec celles données par IMHOF (52);

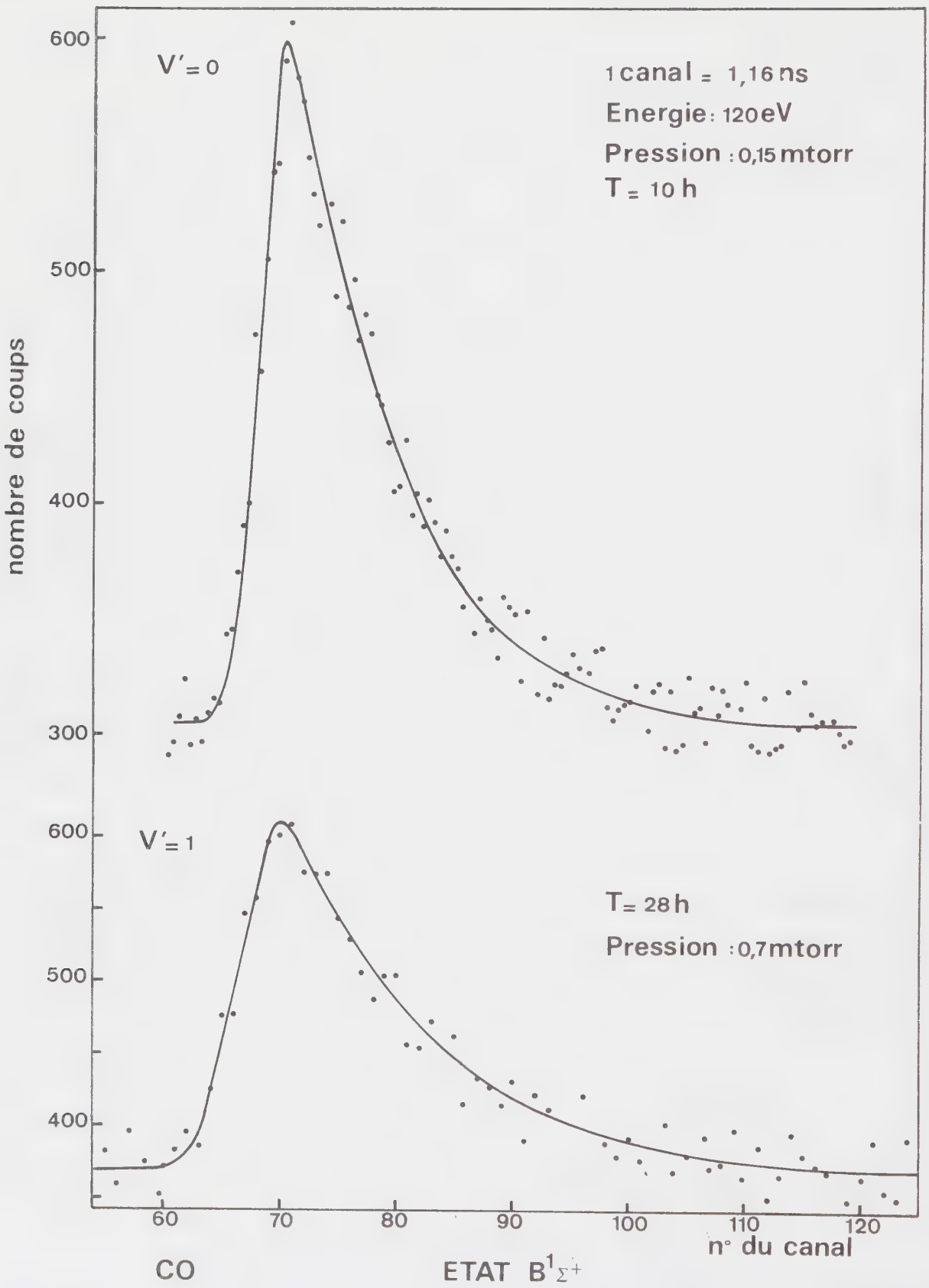


FIG.61 SPECTRES DE COÏNCIDENCES.

Tableau XVIII CO

AUTEURS	TECHNIQUES	$B^1\Sigma^+$ - τ (ns)	
		v'=0	v'=1
Present Travail	Coïncidences Electron-photon	22,0±0,4	15,8±1,0
Imhof (52)	Coïncidences Electron-photon	21,8±0,3	15,5±0,7
Rogers (121)	Electrons pulsés	24,3±1,8	23,8±1,4
Fowler (122)	Enregistrement direct	31±4	
Hesser (93)	Electrons modulés	25±4	
Fink (123)	Electrons modulés	220±50	

elles confirment le fait que la durée de vie du niveau v' = 0 est sensiblement inférieure à celle du niveau v' = 1.

Cette diminution de la durée de vie n'avait pas été mise en évidences par ROGERS (121) à partir de la technique d'excitation par électrons pulsés; ceci peut être attribué au fait que des désexcitations en cascades perturbent ses mesures.

L'incertitude sur les autres valeurs indiquées est grande; la valeur de FINK (123) est obtenue dans des conditions d'expérience pour lesquelles l'auto-absorption de la transition $B^1\Sigma^+ \rightarrow X^1\Sigma^+$ n'est pas négligeable.

La diminution de la durée de vie en fonction de v' peut être attribué à une variation du moment de la transition $B^1\Sigma^+ \rightarrow X^1\Sigma^+$ en fonction de la distance internucléaire (le moment de la transition $B^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi$ est indépendant de la distance internucléaire (124).

4.5. ETUDE DE PROCESSUS SECONDAIRES

Les processus tels que l'auto-absorption de raies de résonance et la désexcitation par collisions peuvent être mis en évidence par l'étude de la variation de la durée de vie en fonction de la pression.

Notre étude porte sur deux niveaux n^1P de l'hélium (3^1P et 4^1P); les expériences sont effectuées dans un domaine de pressions compris entre 6 mtorr et 135 mtorr (valeur maximale que l'on ne peut dépasser ici sans risque pour le multiplicateur d'électrons).

Du fait de la technique utilisée, les désexcitations en cascades provenant de niveaux supérieurs se traduisent uniquement par des coïncidences accidentelles.

4.5.1. NIVEAU 3^1P

La durée de vie naturelle du niveau 3^1P est faible vis-à-vis de la largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution su dispositif et ne peut être mesurée ici (voir §2.2.3.2.); les valeurs expérimentales données par MARTINSON

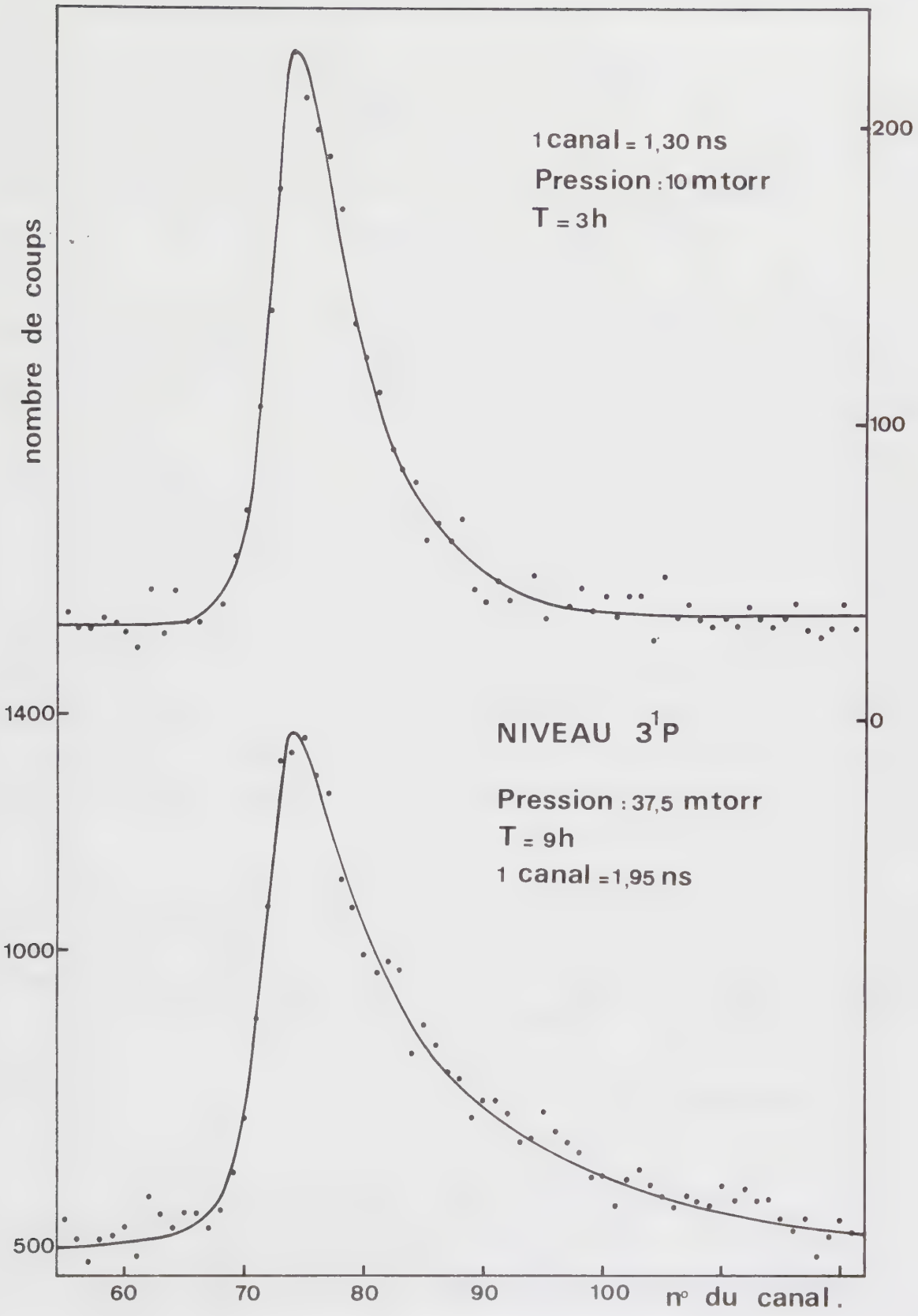


FIG.62 SPECTRES DE COÏNCIDENCES. He

(125) et BURGER (126) sont respectivement : 1,72 ± 0,10 ns et 1,73 ± 0,11 ns.

Lorsque l'on augmente la pression dans la cible, le spectre de coïncidences se modifie sensiblement. La figure 62 montre, par exemple, les courbes obtenues à des pressions de 10 mtorr et 37,5 mtorr. A une pression donnée, il est alors possible de déterminer la durée de vie apparente τ_a en ajustant les données expérimentales à une exponentielle unique.

Nous donnons, figure 63, les valeurs de τ_a obtenues à différentes pressions; dans le domaine de pressions considéré, τ_a augmente rapidement en fonction de la pression. Cette variation peut être attribuée à l'auto-absorption de la raie de résonance $3^1P \rightarrow 1^1S$.

Dans notre cas, la pression ne peut être suffisamment augmentée pour que l'auto-absorption soit totale; lorsque ceci est réalisé, la durée de vie apparente du niveau 3^1P atteint une valeur voisine de 72 ns (127) (31).

L'analyse des résultats est effectuée en appliquant les relations (22) et (23); le paramètre g_E est déterminé à partir de la courbe de variation de la valeur moyenne de g_E en fonction de kr tracée par GABRIEL (128) à partir des calculs de PHELPS (129). Pour une valeur de r de 0,30 cm, nous avons obtenu une courbe de variation de τ_a en fonction de la pression passant par les différents points expérimentaux (figure 63).

Dans le domaine de pression considéré, nous n'observons pas de variation de la durée de vie pouvant être attribuée au transfert collisionnel d'excitation. La section efficace correspondante est faible, ce qui est en accord avec les résultats de GABRIEL (128) et de KAY (95).

4.5.2. NIVEAU 4^1P

Le niveau 4^1P se désexcite spontanément par les transitions $4^1P \rightarrow 2^1S$ (3965 Å), $4^1P \rightarrow 3^1S$ (15084 Å) et $4^1P \rightarrow 1^1S$ (522 Å). On étudie la transition $4^1P \rightarrow 2^1S$ à l'aide d'un filtre interférentiel centré à 3952 Å, de bande passante 42 Å. Les expériences sont effectuées pour une énergie incidente de 80 eV, à un angle de diffusion de 5°.

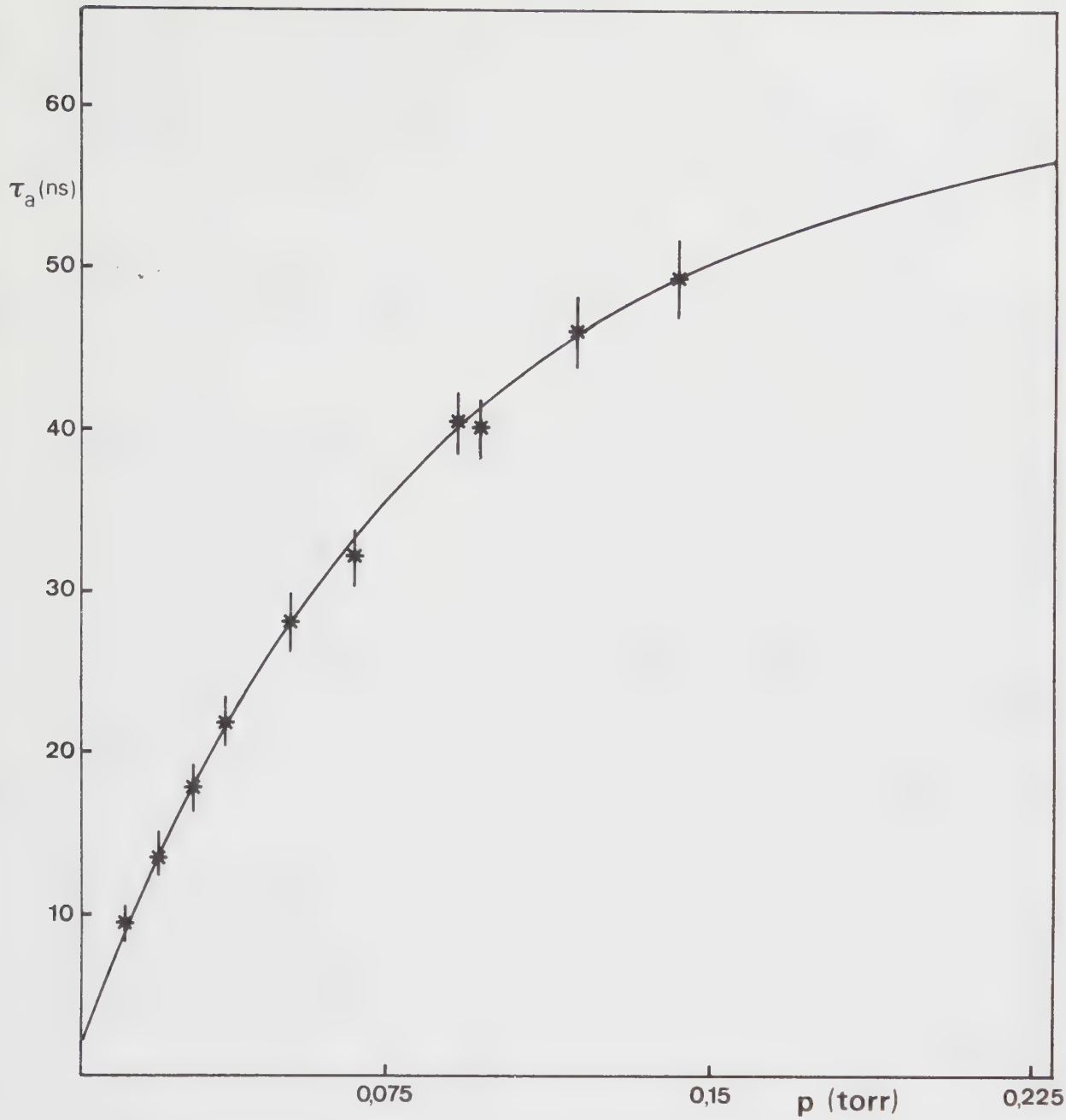


FIG.63 He NIVEAU 3^1P

VARIATION DE LA DURÉE DE VIE

EN FONCTION DE LA PRESSION.

Un des spectres de coïncidences obtenu à une pression de 2 mtorr dans la cible est présenté figure 64(a). La durée de vie naturelle du niveau 4^1P est inférieure à la largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution et ne peut être mesurée de façon précise; la valeur expérimentale donnée par MARTINSON est de 3,7 $\pm$ 0,4 ns.

On observe une augmentation importante de la durée de vie τ_a en fonction de la pression de cible; la figure 64(b) montre, par exemple, un spectre obtenu à une pression de 82,5 mtorr.

Nous avons reporté(figure 65)les valeurs expérimentales obtenues à différentes pressions; la répartition des points est très différente de celle donnée précédemment pour le niveau 3^1P : à partir d'une pression de 75 mtorr, la valeur de τ_a se stabilise avant de décroître lentement.

L'analyse des résultats est d'abord effectuée en tenant compte uniquement du processus d'auto-absorption; pour la valeur de r déterminée au paragraphe précédent nous avons obtenu la courbe tracée en trait pointillé. L'auto-absorption de la raie de résonance $4^1P \rightarrow 1^1S$ n'explique que l'augmentation initiale de τ_a.

La variation observée aux pressions plus élevées peut être attribuée au processus de transfert collisionnel d'excitation. Pour une valeur de section efficace de $1,43.\ 10^{-14}\ cm^2$ introduite dans la relation (20), nous avons obtenu la courbe en trait continu passant par les différents points expérimentaux.

Cette valeur de section efficace, bien que légèrement plus faible, reste du même ordre de grandeur que celle obtenue par KAY ($2.10^{-14}\ cm^2$); elle est environ 14 fois plus importante que celle donnée par BENNETT(36). L'expérience de BENNETT est effectuée à des pressions pour lesquelles l'auto-absorption est totale; ceci peut expliquer la divergence entre les deux valeurs. En effet, à ces pressions, le processus de désexcitation inverse peut ne pas être négligeable; il contribue alors à augmenter la durée de vie, donc à diminuer σ.

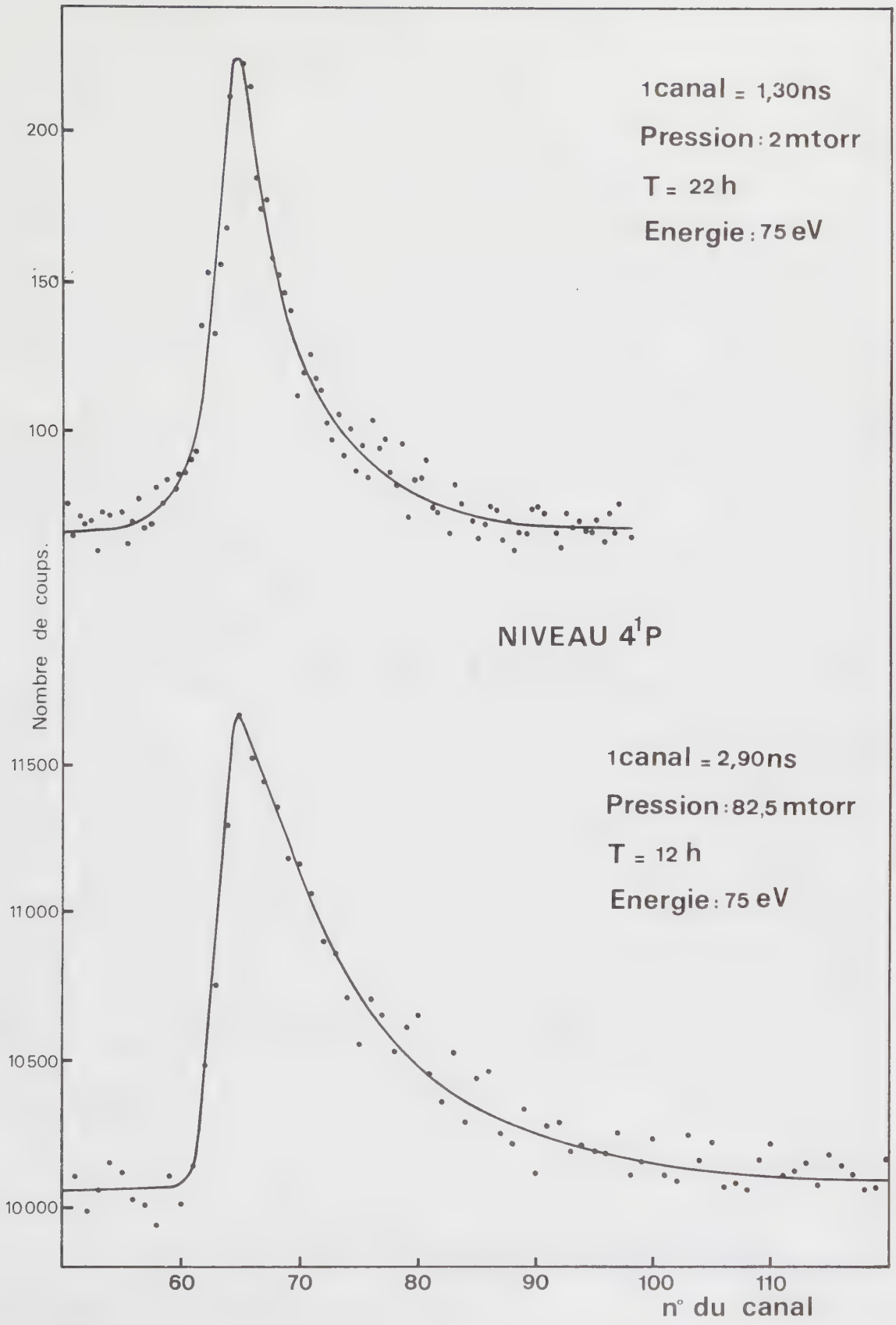


FIG. 64 SPECTRES DE COÏNCIDENCES. He

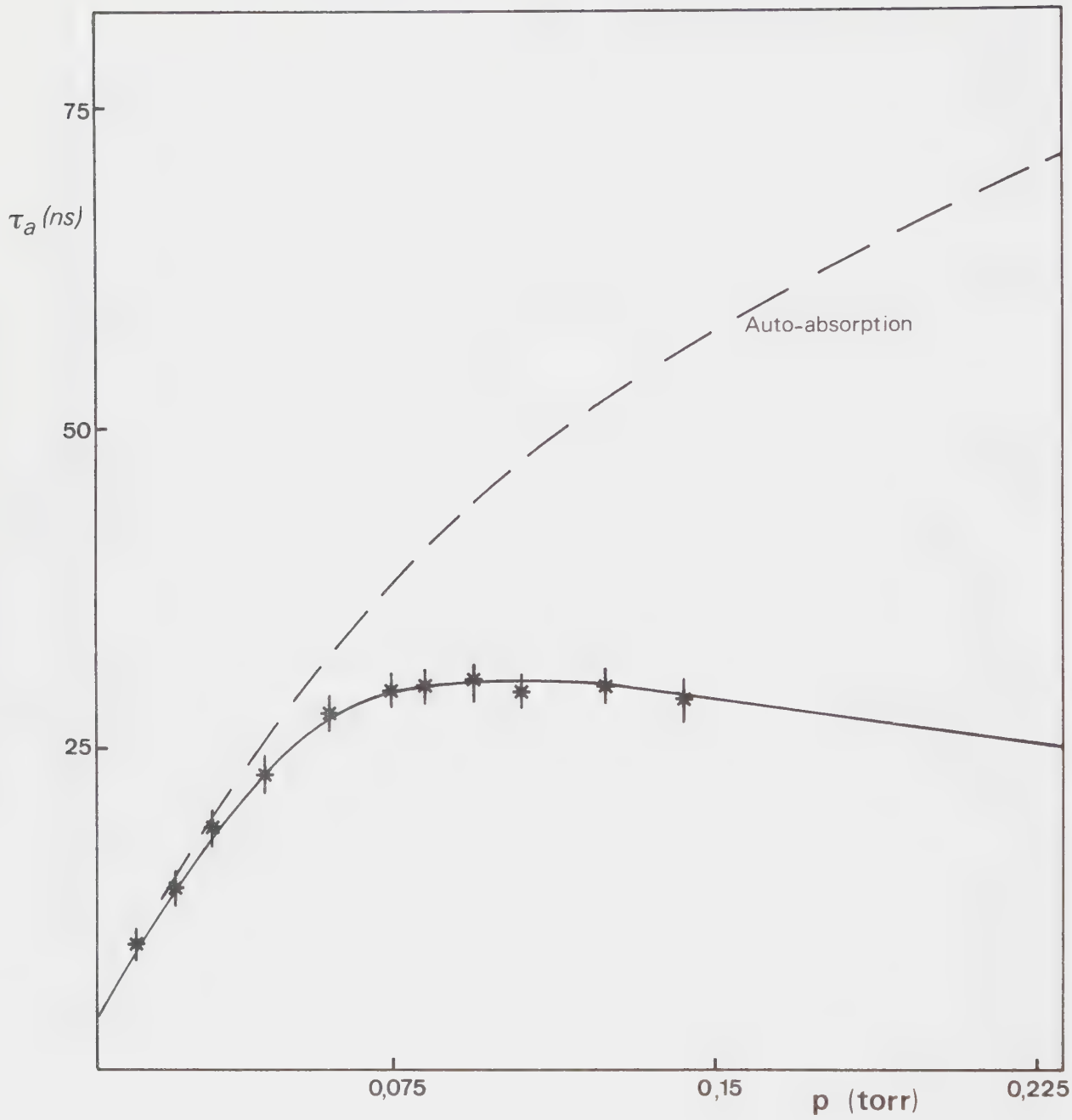


FIG.65 He NIVEAU 4^1P

VARIATION DE LA DURÉE DE VIE

EN FONCTION DE LA PRESSION.

CONCLUSION

Dans ce travail nous avons déterminé expérimentalement des sections efficaces différentielles absolues de collisions inélastiques électrons-atomes et électrons-molécules. Les mesures ont été effectuées dans un domaine d'énergie compris entre 50 eV et 200 eV pour des angles de diffusion variant entre 5° et 20°.

A partir de spectres de pertes d'énergies tracés dans ce domaine, nous avons déterminé les sections efficaces pour les transitions $X^3\Sigma_g^- \rightarrow B^3\Sigma_u^-$, 9,97 eV, 10,29 eV de l'oxygène et $X^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi$, $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ de l'oxyde de carbone. Pour les transitions $X^3\Sigma_g^- \rightarrow$ 9,97 eV, 10,29 eV et $X^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi$ nous avons montré que, tant que l'énergie incidente est supérieure à 100 eV, les forces d'oscillateurs généralisées sont indépendantes de l'énergie et que, par conséquent, l'approximation de BORN est valable.

La technique de détection en coïncidence de l'électron diffusé et du photon émis par l'atome au cours de sa désexcitation nous a permis d'étendre les mesures de sections efficaces à des transitions qui ne sont pas résolues par analyse électronique, tout en conservant les avantages de la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés ; Le nombre de coïncidences réelles est directement proportionnel à la section efficace différentielle d'excitation de l'atome sur le niveau étudié, il n'y a pas de complications dues aux cascades ni, dans la mesure où la pression de cible est faible, aux processus de collisions et d'auto-absorption de raies de résonance.

A partir de cette méthode, nous avons déterminé les sections efficaces pour les transitions $1^1S \rightarrow 4^1S$, 5^1S, 4^3S, 4^1D et 5^1D de l'atome d'hélium. Soulignons qu'il n'existe pas, à notre connaissance, d'autres déterminations expérimentales de sections efficaces différentielles d'excitation de l'atome sur ces niveaux. Nous avons montré que, dans

le domaine d'énergie considéré, les valeurs de forces d'oscillateurs généralisées dépendent fortement de l'énergie incidente et que, par conséquent, l'approximation de BORN n'est pas valable.

Dans ce travail, nous avons effectué des mesures absolues de durées de vie d'états excités d'atomes (hélium, néon) et de molécules (azote, oxyde de carbone). Les résultats expérimentaux que nous donnons sont généralement plus faibles que ceux annoncés par les auteurs utilisant des techniques différentes, dans lesquelles les processus de cascades contribuent à augmenter les valeurs de durées de vie. Dans notre cas, l'analyse des résultats est immédiate ; la durée de vie apparaît directement dans une exponentielle simple et non dans une superposition d'exponentielles due à l'effet de cascades des niveaux supérieurs.

Par ailleurs, nous avons montré que l'étude de la variation de la durée de vie en fonction de la pression de cible permet la mesure directe de sections efficaces de transfert collisionnel d'excitation.

La méthode de coïncidences électron-photon est bien adaptée à la mesure précise de sections efficaces de collisions et de durées de vie ; elle peut s'appliquer à de nombreux niveaux excités d'atomes et de molécules. Lors des mesures de sections efficaces différentielles, nous nous sommes limités à des énergies incidentes inférieures à 200 eV ; une modification du dispositif expérimental permettrait d'étendre ces mesures jusqu'à des énergies pour lesquelles l'approximation de BORN est pleinement valable.

B I B L I O G R A P H I E

(1) I. PERCIVAL et M. SEATON, Phil.Trans.Roy. Soc.London, A 251 (1958) 113.

(2) J.H. LEES, Proc. Roy. Soc. (London), A 137 (1932) 173.

(3) O. THIEME, Z. Physik, 78 (1932) 412.

(4) V.E. YAKHONTOVA, Vestn. Lening. Univ. Ser. Fiz. i Khim, 14 (1959) 27.

(5) D.W.O. HEDDLE et C.B. LUCAS, Proc. Roy.Soc. (London), A 271 (1963) 129.

(6) C.SMIT, H.G.M. HEIDEMAN et J.A. SMIT, Physica, 29 (1963) 245.

(7) R.M. ST-JOHN, FL MILLER et C.C. LIN, Phys. Rev, 134 (1964) A 888.

(8) I.P. ZAPESOCHNYI et P.V. FELTSAN, Ukr. Fiz. Zh., 11 (1965) 1197.

(9) R.H. Mc FARLAND, Phys. Rev., 156 (1967) 55.

(10) H.R. MOUSTAFA MOUSSA, F.J. DE HEER et J. SCHUTTEN, Physica, 40 (1969) 517.

(11) J.D. JOBE et M.J. ST JOHN, Phys. Rev.,164 (1967) 117.

(12) J. VAN ECK et J.P. DEJONGH, Physica, 47 (1970) 141.

(13) A.F.J. VAN RAAN, J.P. DE JONGH, J. VAN ECK et H.G.M. HEIDMAN, Physica, 53 (1971)45.

(14) J.W. Mc CONKEY et J.M. WOOLSEY,Proc.VI th Intern. Conf. Electron At. Collisions Cambridge, Mass. (1969) 355.

(15) E.N. LASSETTRE, M.E. KRASNOW et S. SILVERMAN, J. Chem. Phys.,40 (1964) 1242.

(16) S.M. SILVERMAN et E.N. LASSETTRE, J. Chem. Phys.,40 (1964) 1265.

(17) A. SKERBELE et E.N. LASSETTRE, J. Chem. Phys., 40 (1964) 1271.

(18) A. SKERBELE et E.N. LASSETTRE, J. Chem. Phys., 45 (1966) 1077.

(19) E.N. LASSETTRE, A. SKERBELE et V.D. MEYER, J. Chem. Phys., 45 (1966) 3214.

(20) E.N. LASSETTRE, A. SKERBELE et M.A. DILLON, J. Chem. Phys., 50 (1969) 1829.

(21) H.G.M. HEIDEMAN et L. VRIENS, J. Chem. Phys., 46 (1967) 2911.

(22) L. VRIENS, J.A. SIMPSON et S.R. MIELCZAREK, Phys. Rev., 165 (1968) 7.

(23) LE NADAN, Thèse de Doctorat, BREST (1970).

(24) G.E. CHAMBERLAIN, S.R. MIELCZAREK et C.E. KUYATT, Phys. Rev. A, 2 (1970) 1905.

(25) J.K. RICE et Coll., Phys. Rev.A, 1 (1970) 778
Phys. Rev.A, 5 (1972) 762

(26) H.A. BETHE, Ann. Physik, 5 (1930) 325.

(27) N.F. MOTT et M.S.W. MASSEY "The theory of atomic collisions" (1965) chapitre XVI.

(28) G. HERSBERG, "Spectra of diamotic molecules", Van Nostrand (1957).

(29) I.V. HERTEL et K.J. ROSS, Proc. Roy. Soc. (London), 2 (1969) 285.

(30) I.V. HERTEL et K.J. ROSS. Proc. Roy. Soc. (London), 2 (1969) 484.

(31) W.R. PENDLETON et R.H. HUGUES, Phys. Rev.,138 (1965) A 683.

(32) R.G. BENNETT et F.W. DALBY, J. Chem. Phys.,26 (1962) 399.

(33) S. HERON, R.W.P. McWHIRTER et E.H. RHODERICK, Proc. Roy. Soc. (London), A 234 (1956) 565.

(34) W.R. BENNETT, "Advances in Quantum Electronics", Columbia Univ. Press. (1961) 28.

(35) J.Z. KLOSE, Phys. Rev., 141 (1966) 181.

(36) W.R. BENNETT et P.J. KINDLMANN et G.N. MERCER, Appl. Opt., Suppl. 2, (1965) 34.

(37) G.M. LAWRENCE, J. Quant. Spectry. Rad. Transfer, 5 (1965) 359.

(38) S. BASHKIN, Nucl. Inst. Methods, 28 (1964) 88.

(39) J.P. BUCHET, A. DENIS, J. DESESQUELLES et M. DUFAY, C.R. Acad. Sc., 265 (1967) 471.

(40) J.P. BUCHET, A. DENIS, J. DESESQUELLES et M. DUFAY, Phys. Letters A , 28 (1969) 529.

(41) B. DECOMPS et M. DUMONT, J. de Phys., 29 (1968) 181.

(42) J.C. PEBAY-PEYROULA, J. BROSSEL et A. KASTLER, C.R. Acad. Sc., 244 (1969) 57.

(43) M.A. MARECHAL, A. JOURDAN et J.C. PEBAY-PEYROULA, C.R. Acad. Sc., B 268 (1969) 1428.

(44) G.H. NUSSBAUM et F.M. PIPKIN, Phys. Rev. Letters, 19 (1967) 1089.

(45) C. CAMHY-VAL et A.M. DUMONT, C.R. Acad. Sc., 267 (1968) 689.

(46) C. CAMHY-VAL, A.M. DUMONT, M.DREUX et R. VITRY, C.R. Acad. Sc., 268 (1969) 1017

(47) T. HOLSTEIN, Phys. Rev.,72 (1947) 1212. ; 83 (1951) 1159.

(48) R.E. IMHOF et F.H. READ, Chem. Phys. Letters, 3 (1969) 652.

(49) R.E. IMHOF et F.H. READ, J. Phys. B,4 (1971) 450.

(50) R.E. IMHOF et F.H. READ, J. Phys. B,4 (1971) 1063.

(51) R.E. IMHOF et F.H. READ, Chem. Phys. Letters, 4 (1971) 326.

(52) R.E. IMHOF, F.H. READ et S.T. BECKETT, J. Phys. B,5 (1972) 896.

(53) C.CAMHY-VAL et A.M. DUMONT, Astron. Astrophys., 6 (1970) 27.

(54) A. HUGUES et U. ROJANSKI, Phys. Rev., 34 (1929) 284.

(55) P. MARMET et L. KERWIN, Can.J. Phys., 38 (1960) 787.

(56) R.E. IMHOF et F.H. READ, J. Sci. Inst.,1 (1968) 859.

(57) J.C. JOHNSON, A.T. STAIR et J.L. PRITCHARD, J. Appl. Phys., 37 (1966) 1551.

(58) P.H. LISSBERGER et W.L. WILCOCK. J. Opt. Soc. Am.,49 (1959) 126.

(59) C.E. KUYATT et M.E. RUDD, Bul. Am. Phys. Soc.,8 (1963) 336.

(60) L.A. FRANK, N.L. HENDERSON et R.L. SWISHER, Rev. Sc. Inst.,40 (1969) 685.

(61) E.N. LASSETTRE, A. SKERBELE, M.A. DILLON et K.J. ROSS, J. Chem. Phys., 48 (1968) 5066.

(62) W.L. WIESE, M.W. SMIT H et B.M. GLENNON, "Atomic transition probabilities" Nat.Bur. Stand. NSRDS-NSB 4, 1 (1966) 9.

(63) K.L. BELL, D.J. KENNEDY et A.E. KINGSTON, J. Phys. B., 2 (1969) 26.

(64) C. CAMHY-VAL, M. DREUX, A.M. DUMONT et J. MARCHAL, Nucl. Inst. Méthods, 70 (1970) 25.

(65) G.E. CHAMBERLAIN, H.G.M. HEIDEMANN, J.A. SIMPSON et C.E. KUYATT, 4th Proc. Intern. Conf. Phys. Electron. At. Collisions (1965) 378.

(66) R.E. BELL, R.L. GRAHAM et M.E. PETCH., Can J. Phys., 30 (1952) 45.

(67) N.H. GALE, Nucl. Phys., 38 (1962) 252.

(68) Z.BAY, I.R.E. Trans. on Nucl. Science. Scintillation Counter Symposium (1959) Washington D.C.

(69) J.R. WOLBERG, Prediction Analysis, D. van Nostrand Co, Inc. London (1967).

(70) E.N. LASSETTRE, S.M. SILVERMAN et M.E. KRASNOW, J. Chem. Phys., 40 (1964) 1261.

(71) J. GEIGER et B. SCHRÖDER, J. Chem. Phys., 49 (1968) 740.

(72) A. SKERBELE, M.A. DILLON et E.N. LASSETTRE, J. Chem. Phys., 49 (1968) 3543.

(73) E.N. LASSETTRE, Can J. Phys., 47 (1969) 1733.

(74) G.J. SCHULZ, Phys. Rev., 125 (1962) 229.

(75) G.J. SCHULZ et J.P. DOWELL, Phys. Rev., 128 (1962) 174.

(76) A. KONISHI, K WAKIYA, M. YAMAMOTO et H. SUZUKI, J. Phys. Soc. Jap.,29 (1970) 526

(77) S. TRAJMAR, W. WILLIAMS et A. KUPPERMANN, J. Chem. Phys., 56 (1972) 3759.

(78) W.C. PRICE et G. COLLINS, Phys. Rev., 48 (1935) 714.

(79) T. TANAKA, J. Chem. Phys.,20 (1952) 1728.

(80) G. SUNSHINE, B.B. AUBREY et B. BEDERSON, Phys. Rev., 154 (1967) 1.

(81) E.N. LASSETTRE et S.M. SILVERMAN, J. Chem. Phys., 40 (1964) 1256.

(82) V.D. MEYER, A. SKERBELE et E.N. LASSETTRE, J. Chem. Phys., 43 (1965) 805.

(83) A. SKERBELE, V.D. MEYER et E.N. LASSETTRE, J. Chem. Phys.,(1966) 4069.

(84) E.N. LASSETTRE et A. SKERBELE, J. Chem. Phys., 54 (1971) 1597.

(85) A. SKERBELE, E.N. LASSETTRE, 7 th Proc. Intern. Conf. Phys. Electron. At. Collisions - Amsterdam (1971) 1052.

(86) G.J. SCHULZ, Phys. Rev., 116 (1959) 1141.

(87) R.I. HALL et coll., J. Phys. B, 5 (1972) 1884.

(88) S.TRAJMAR, W. WILLIAMS, D.G. TRUHLAR et D.C. CARTWRIGHT, 7 th Proc. Intern. Conf. Phys. Electron At. Collisions (1971) 1069.

(89) S. TRAJMAR, W. WILLIAMS et D.C. CARTWRIGHT, 7 th Proc. Intern. Conf. Phys. Electron. At. Collisions (1971) 1066.

(90) Y. TANAKA, A.S. JURSA F. LE BLANC, J. Chem. Phys., 26 (1957) 862.

(91) W.R. JARMAIN, R. EBISUZAKI et R.W. NICHOLLS, Can. J. Phys., 38 (1960) 510.

(92) V.D. MEYER et E.N. LASSETTRE, J. Chem. Phys., 54 (1971) 1608.

(93) J.E. HESSER, J. Chem. Phys., 48 (1968) 2518.

(94) J.G. CHERVENAK et R.A. ANDERSON, J.O.S.A., 61 (1971) 952.
(95) R.B. KAY et R.H. HUGUES, Phys. Rev., 154 (1967) 61.
(96) R.J. ANDERSON, R.H. HUGUES et T.G. NORTON, Phys. Rev., 181 (1969) 198.
(97) I. MARTINSON et coll., J.O.S.A., 60 (1970) 352.
(98) S.A. CHIN-BING, C.E. HEAD et A.E. Jr GREEN, Am. J. Phys.,38 (1970) 352.
(99) M. MAUJEAN et J.P. DESCOUBES, C.R. Acad. Sc., 264 B (1967) 1653.
(100) K.A. BRIDGETT et T.A. KING, Proc. Phys. Soc., 92 (1967) 75.
(101) A.L. OSHEROVICH et Y.F. VEROLAINEN, Opt. Spect., 24 (1968) 81.
(102) L. ALLEN, D.G.C. JONES et D.G. SCHOFIELD, J.O.S.A., 59 (1969) 842.
(103) S. FENEUILLE et Coll., Physica, 48 (1970) 571.
(104) W.R. BENNETT et P.J. KINDLMANN, Phys. Rev., 149 (1966) 38.
(105) J. BAKOS et J. SZIGETI, Opt. Spect., 23 (1967) 255.
(106) A.L. OSHEROVICH et Y.F. VEROLAINEN, Opt. Spect.,22 (1967) 181.
(107) A. DENIS, J. DESESQUELLES et M. DUFAY, C.R. Acad. Sc., 266 B (1968) 1016.
(108) G.E. ASSOUSA, L. BROWN et W.K. FORD, J.O.S.A., 60 (1970) 1311.
(109) M. DUMONT, thèse, PARIS, 1971.
(110) C.G. GARRINGTON, J. Phys. B, 5 (1972) 1572.
(111) D.J. BURNS,F.R. SIMPSON et J.W. McCONKEY, J. Phys. B,2 (1969) 52.
(112) T.G. FINN J.F.M. AARTS et J.P. DOERING, J. Chem. Phys., 56 (1972) 5632.
(113) A.W. JOHNSON et R.G. FOWLER, J. Chem. Phys., 53 (1970) 65.
(114) J. DESESQUELLES, M. DUFAY et M.C. POULIZAC, Phys. Letters, 27 A (1968) 96.
(115) R.G. BENNETT et F.W. DALBY, J. Chem. Phys., 31 (1959) 434.
(116) H. ANTON, Ann. Phys.,18 (1966) 178.
(117) E. FINK et K.H. WELGE, Z. Naturf., 19 a (1964) 1193.
(118) M. JEUNEHOMME, J. Chem. Phys.,44 (1966) 2672.
(119) L.L. NICHOLLS et W.E. WILSON, Appl. Optics, 7 (1968) 167.
(120) E.B. BRUSYANOVA et coll., Opt. Spect., 19 (1965) 453.
(121) H. ROGERS et R. ANDERSON, J.O.S.A., 60 (1970) 278.
(122) R.G. FOWLER et T.M. HOLZBERLEIN, J. Chem. Phys., 45 (1966) 1123.
(123) E.H. FINK et K.H. WELGE, Z. Naturf., 23 a (1968) 358.
(124) D. ROBINSON et R.W. NICHOLLS, Proc. Phys. Soc., A 71 (1958) 957.
(125) I. MARTINSON et W.S. BICKEL, Phys. Letters, 30 A (1969) 524.
(126) J.M. BURGER et A. LURIO, Phys.Rev. A, 3 (1971) 64.
(127) P.J. KINDLMANN et W.R. BENNETT, Bull. Am. Phys. Soc., 8 (1963) 87.
(128) A.H. GABRIEL et D.W.O. HEDDLE, Proc. Roy. Soc., A 258 (1960) 124.
(129) A.V. PHELPS, Phys. Rev., 110 (1958) 1362.

Vu

Le Président du Jury

J. PERESSE

Vu

le Directeur de

l'U.E.R. "Matière et Mer"

P. COURTOT

Vu et permis d'imprimer

BREST le 4 septembre 1973

Le Président de l'Université

de Bretagne Occidentale

J. QUERRE